C. N. R. S.
A.O.4164

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Denyse METTEL

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences Physiques

Sujet de la Thèse : Production de Particules étranges dans des intéractions $\pi^+ d$ à 5,1 Gev/c : réactions à 2-corps et à quasi-2-corps.

soutenue le 12 Mars 1970 devant la Commission d'Examen.

M. R. NATAF	Président
M. F. MULLER	Rapporteur
M. P. FALK-VAIRANT M. M. JACOB Mme. LABERRIGUE-FROLOW	Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551501_0022

C. N. R. S.
A.O. 4164

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Denyse METTEL

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences Physiques

Sujet de la Thèse : Production de Particules étranges dans des intéractions $\pi^+ d$ à 5,1 Gev/c : réactions à 2-corps et à quasi-2-corps.

soutenue le 12 Mars 1970 devant la Commission d'Examen.

M. R. NATAF	Président
M. F. MULLER	Rapporteur
M. P. FALK-VAIRANT M. M. JACOB Mme. LABERRIGUE-FROLOW	Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A MAMAN

-:-

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier, en tout premier lieu, Monsieur le Professeur J.TEILLAC qui, en me proposant dès la fin de mes études d'entrer dans son Laboratoire, m'a réellement permis de préparer cette thèse. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma très profonde reconnaissance.

Je remercie ensuite Madame J.LABERRIGUE-FROLOW de son aide et de l'hospitalité qu'elle a bien voulu accepter de m'offrir dans son groupe, des moyens matériels dont j'ai pu ainsi bénéficier pour travailler, enfin d'avoir permis à N'GUYEN HUU KHANH de me prendre dans une équipe dont il était alors responsable.

Qu'il soit bien sincèrement remercié de la compétence de sa direction scientifique et de l'excellent esprit de coordination qu'il a su alors faire régner entre les différents membres de l'équipe : M.BARRIER, O.GOUSSU, J.LABERRIGUE-FROLOW, J.LOSKIEWICZ, J.QUINQUARD, M.SENE.

Qu'il me soit aussi permis de lui redire combien fut regretté et vivement ressenti par tous son départ pour le C.E.R.N. avant la fin du travail concernant les productions di-et-tripioniques.

Pour ce qui est de l'expérience de production de particules étranges, je voudrais remercier très chaleureusement , tout d'abord, Madame O.GOUSSU, du D.Ph.P.E. de SACLAY , qui, en acceptant d'y participer, m'a apporté un réconfort moral constant, spécialement durant ces longs mois de travail expérimental souvent ingrat.
Ensuite Madame Marietta MESCHONNIC qui, grâce à sa compétence, son enthousiasme et son humour nous a beaucoup aidées à oublier les mauvais souvenirs de cette période difficile.

Enfin, bien qu'extérieure à l'équipe, Madame Michelle RUMPF s'est révélée une précieuse collaboratrice, indispensable à chacune des différentes étapes d'exploitation des programmes du C.E.R.N. qu'elle a su adapter à tous nos problèmes particuliers : qu'elle soit vivement remerciée de sa compétence à la fois pour comprendre les problèmes de Physique et résoudre rapidement ceux de programmation.

A cette étape des remerciements, je ne voudrais surtout pas oublier Madame OURGANT dont la compétence n'a d'égal que le zèle manifesté dans les complexes manipulations de cartes perforées et de bandes magnétiques indispensables à l'obtention de nos résultats.
Enfin, les mesureurs :LONG,EDUARDO,MANLIO,MARTINEZ,PHAM,SOUSACRUZ et tous ceux que je pourrais oublier de citer; ils ont assez prouvé, en acceptant de participer à l'expérience des remesures que nous avons souhaitée, combien leur travail constituait une étape importante.

.../...

Un vacataire encore nous a apporté une aide discrète très précieuse: J. NEMEZIO. Qu'il soit remercié de la diligence dont il a su faire preuve durant la courte période pendant laquelle nous avons eu la chance de bénéficier de ses services.

Hors de notre Laboratoire, mais cependant présents par la moitié des résultats qu'ils nous ont apportés, les Membres de la collaboration Italienne : L. LENDINARA, G. PARRINI, des Laboratoires de BOLOGNE et de FLORENCE, et, bien sûr, tout spécialement le Professeur B. GHIDINI, actuellement au C.E.R.N., du Laboratoire de BARI.

Qu'il me soit permis de lui dire un merci tout particulier pour la gentillesse avec laquelle il a su mettre son entière compétence au service d'un travail long, difficile et ingrat. Qu'il veuille bien trouver ici également l'expression de ma sincère admiration pour toutes les astuces dont il a su faire preuve lors de la mise en commun de nos résultats et pour l'aide qu'il m'a apportée dans l'interprétation des résultats.

De ce même Laboratoire, que soient aussi sincèrement remerciés Monsieur le Professeur A. ROMANO et tous les Membres de son groupe, N. ARMENISE, V. PICCIARELLI, A. SILVESTRI pour la chaleureuse hospitalité et l'ambiance de travail si agréablement dynamique que j'ai trouvées à chacun de mes voyages à BARI.

Pour la dernière étape, qui concerne la réalisation de ce travail, je voudrais remercier tous les Membres du Jury qui ont accepté , avec beaucoup de compréhension, d'y apporter leur contribution :

- Madame J. LABERRIGUE-FROLOW, tout d'abord, pour les critiques dont elle a bien voulu me faire part à la relecture de ce document et aux diverses répétitions que j'ai dû effectuer,

- ainsi que Monsieur le Professeur F. MULLER qui a si généreusement accepté de me faire confiance avant la mise en forme définitive de ce travail: qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma sincère gratitude.
- enfin, Monsieur le Professeur FALK-VAIRANT auquel je suis très reconnaissante d'avoir bien voulu accepter de participer à ce Jury.

- En ce qui concerne la partie théorique, je souhaiterais remercier à la fois Monsieur le Professeur R. NATAF et Monsieur le Professeur M. JACOB pour les leçons dont ils ont si aimablement bien voulu me faire profiter: qu'ils veuillent bien me pardonner si la rédaction n'est pas toujours à la hauteur de leurs exposés qui furent déterminants dans l'interprétation de mes résultats.

Enfin, j'ai beaucoup apprécié, dans la réalisation matérielle de ce travail, la compétence des personnes qui ont bien voulu accepter d'y participer: en tout premier lieu Madame JOS qui a assuré avec une rare modestie la tâche, ô combien ingrate, de la première frappe de ce travail. Ensuite un remerciement tout particulier pour Monsieur L. LOUIS qui a su réaliser, avec autant de soin que de compétence, les figures , et à Monsieur C. THIBAULT dont la rapidité dans l'éxécution des diapositives fût un autre atout pour terminer en temps utile la préparation de cet exposé.

.../...

Par ailleurs, j'ai été très touchée de la diligence apportée par J.COHEN-GANOUNA et les Membres du Collège de France qui travaillent sous sa responsabilité : je les remercie encore bien vivement ainsi que Mademoiselle M.M.RANSON à laquelle va toute ma reconnaissance pour ce service rendu à notre Laboratoire.

De plus, je voudrais remercier bien chaleureusement tous ceux qui ont participé , de près ou de loin, à cette expérience, sans le concours desquels elle n'aurait pu aboutir aussi rapidement ; de l'époque lointaine du dépouillement, je voudrais rappeler les participants les plus fidèles :G.BOUDET, M.HORRUT, A.OUANNES, ainsi qu'extérieurs à l'équipe : J.DEBRAY, J.LEGUYADER, C. de la VAISSIERE et T.P.YIOU. Que tous soient remerciés avec les Membres de l'équipe pour ce service particulier et pour tous ceux rendus depuis, témoignages d'une amitié qui a constitué un solide réconfort moral durant ces longs mois de recherche.

Enfin, toutes les personnes, extérieures à notre groupe, mais qui présentes dans les locaux de la Calculatrice ont eu l'occasion de m'aider avec une grande gentillesse. Je voudrais citer Mesdemoiselles E.MOSCA et M.BEAUBREUIL avec Messieurs TERRAVOVA et VERDERA, ainsi que tous les opérateurs.

Tous ceux que je n'ai pas cités voudront bien trouver ici leur part de remerciements.

-:-:-:-:-:-

Pour terminer, je serais ingrate si je ne disais pas, à nouveau, ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur R.DUPEYRAT qui m'a confié depuis deux ans la responsabilité de son Laboratoire d'enseignement : c'est en me fournissant la possibilité de répartir à ma convenance mon temps d'enseignement qu'il m'a permis de mener à bien ce travail.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

INTRODUCTION

Cette expérience a pour objet l'étude de la production de particules étranges dans des interactions π^+ deuterium à 5.1 Gev/c.

L'intérêt essentiel des expériences avec une cible de deuterium est la possibilité d'obtenir des interactions dans lesquelles, soit le deuton reste intact, soit le faisceau incident interagit avec le neutron.

Dans le cadre du modèle " d'approximation d'impulsion", cette dernière hypothèse permet de disposer d'une cible de neutrons-quasi-libres.

Par ailleurs, mise à part une curiosité certaine concernant le mode rare de désintégration du A_2 en $K\bar{K}$, pour compléter une étude concernant le mode ($\rho\pi$) (Ref 1), aucune philosophie particulière ne nous guidait.

Nous avons entrepris une étude systématique des interactions $\pi^+ n$ comportant la production associée de 2 particules étranges $K\bar{K}$, $\Lambda^0 K$ et $\Sigma^- K$ dont l'une, au moins, est identifiable comme K^0 ou Λ^0 ou Σ^- et nous avons choisi de concentrer notre réflexion sur les réactions à 2 corps et à quasi-2-corps qui pouvaient être étudiées à l'aide de modèle simple ou complexe des pôles de REGGE :

- En effet, pour l'ensemble de ces réactions, il est possible, dans un modèle d'échange donné, de prévoir un certain nombre de résultats expérimentaux: en particulier le comportement de la section efficace différentielle, la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie et la polarisation du nucléon dans l'état final.

De plus, le modèle OME à échange d'un méson peut fournir certains renseignements, quant à la nature de la particule échangée, à partir de la matrice densité de spin d'une résonance.

Nous essaierons avec ces modèles d'expliquer au maximum nos résultats.

Toutefois, les informations déduites de l'étude de ces réactions comportant l'échange d'hypercharge nous permettra aussi, compte tenu des résultats obtenus dans d'autres expériences que la nôtre, de montrer les limites de tous ces modèles.

Les résultats présentés ont été obtenus à partir de l'analyse de 250.000 photos prises dans la chambre à bulles de 81 cm exposée au P.S. du CERN, et réparties entre des laboratoires italiens de BARI, BOLOGNE, FLORENCE et l'Institut de Physique Nucléaire de PARIS.

.../...

Dans le Chapitre I, nous discuterons des moyens utilisés pour l'obtention des résultats. Ils comprennent : le dépouillement des films, la mesure, la reconstruction de l'événement, l'ajustement cinématique et la séparation des hypothèses.

Le Chapitre II contient les calculs et les diverses corrections permettant d'obtenir toutes les sections efficaces. Le modèle d'approximation d'impulsion est longuement étudié pour déterminer quelles sont les conditions expérimentales permettant d'admettre l'interaction sur neutron quasi-libre.

Dans les Chapitres III et IV, l'analyse des réactions où sont produites les particules associées $K\bar{K}$ d'une part, YK, d'autre part, est exposée en détail. Nous avons fait une recherche systématique des résonances possibles permettant d'observer les réactions à quasi-2-corps et avons déduit les différents résultats de notre expérience à 5.1 Gev/c. En particulier, la distribution angulaire des produits de désintégration d'une résonance et l'évaluation des éléments de la matrice-densité de spin permettent la comparaison avec les prévisions du modèle OME.

Dans le Chapitre V, tous les résultats expérimentaux des réactions à 2 corps et à quasi-2-corps sont replacés dans le cadre plus général des interactions π-Nucléon et les valeurs sont comparées aux predictions du modèle simple des pôles de REGGE.

Dans le Chapitre VI, un modèle de pôle de REGGE plus complexe, à double-pôle, est spécialement étudié pour expliquer les resultats concernant la polarisation du Λ° de la réaction à 2 corps $\pi^{\pm} n \to \Lambda^\circ K^{+}$ qui devrait permettre d'obtenir des informations supplémentaires très importantes sur la nature des échanges dans la production.

Néanmoins, la validité de ces modèles est limitée par différentes raisons expérimentales et théoriques que nous exposons alors brièvement.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

PLAN

INTRODUCTION -

CHAPITRE I - OBTENTION DES RESULTATS 1

I. Dépouillement des clichés et tri des événements 1

II. Mesure et reconstruction des traces 6

III. Ajustement cinématique 9

IV. Identification des événements 9

1) Séparation des hypothèses Λ° et K° 10
2) Séparation des hypothèses à l'apex principal 12
3) Résultats 17

CHAPITRE II - DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES 18

I. Section efficace dans le deutérium 18

1) Le deuton en tant que cible neutron 18

A/ La fonction d'onde de HULTHEN et les distribution en impulsion du nucléon spectateur 18
B/ Etude expérimentale des distributions en impulsion du nucléon spectateur 20
C/ Etude de la distribution en angle du proton spectateur 27

2) Section efficace expérimentale et correction de GLAUBER 33

A/ Détermination de la section efficace par événement dans les interactions $\pi^+ d$ 33
B/ Correction de GLAUBER de l'effet d'ombre 33

3) Interactions dues à la contamination du faisceau 36

II. Coupures et corrections au dépouillement et à l'identification des événements 37

III. Corrections de mesure 41

IV. Corrections dues à la vie moyenne des particules étranges .. 42

V. Corrections dues aux différents modes de désintégration des particules étranges 45

VI. Résultats 47

.../...

CHAPITRE III - RESULTATS CONCERNANT DES REACTIONS DANS LESQUELLES UNE PAIRE KK̄ EST PRODUITE - 49

I. Etude des réactions à 2 corps : $\pi^{\pm} d \to p_s p\, K^{\circ}K^{\circ}$ et $\pi^{+} d \to p\, K^{+}K^{\circ}_{1}$; 50

A/ Nature périphérique des réactions $\pi^{\pm} N \to N K\bar{K}$.... 50

B/ Etude générale du spectre de masse dans les états de spin I = 0 et I = 1 52

1) Spectre de masse $K\bar{K}$ dans l'état d'isospin I = 0 54

a) Existence de résonances se désintégrant en $K^{\circ}_{1}K^{\circ}_{2}$ 56

b) Existence de résonances se désintégrant en $K^{\circ}_{1}K^{\circ}_{1}$ 58

2) Etats $(K\bar{K})$ d'isospin I = 1 59

C/ Etude de la désintégration du A_2 à 5.1 Gev/c.... 61

1) Résultats concernant la production du A_2^{+} et du A_2° dans le mode $(\rho\pi)$ à 5.1 Gev/c 61

a) Etude de la réaction $\pi^{+} d \to p_s p\, A_2^{\circ}$, $A_2^{\circ} \to (\rho\pi)^{\circ}$ 61

b) Etude de la réaction $\pi^{+} d \to n_s p\, A_2^{+}$, $A_2^{+} \to (\rho\pi)^{+}$ 61

2) Rappel des différents modes de désintégration du A_2 et leurs nombres quantiques 62

3) Existence d'une structure et nombres quantiques des pics du dédoublement 63

4) Production du A_2 dans le mode $K\bar{K}$ à 5.1 Gev/c 65

a) Réaction $\pi^{+} n \to A_2^{+} n$, $A_2^{+} \to K^{+}K^{\circ}_{1}$ 65

b) Réaction $\pi^{+} n \to A_2^{\circ} p$, $A_2^{\circ} \to K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$..... 68

II. Etude de la distribution de masse $K\bar{K}$ de chacune des réactions à 4 corps 69

1) Les spectres de masse $(K\pi)$ 73

2) Les spectres de masse $(K\bar{K}\pi)^{+}$..... 74

3) Les spectres de masse $(K\bar{K}\pi)^{\circ}$..... 75

CHAPITRE IV - ETUDE DES REACTIONS $\pi^{+} n$ COMPORTANT LA PRODUCTION DE PAIRES YK - 79

I. Réaction à 2 corps 80

A/ Réactions $\pi^{+} n \to \Lambda K^{+}$ et $\pi^{+} n \to \Sigma^{\circ} K^{+}$..... 80

B/ Réactions $\pi^{+} n \to \Sigma^{+} K^{\circ}$ 84

.../...

II Etats finals à 3 corps 85

A/ Réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^\circ \pi^+$ et $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+ \pi^\circ$ 87

B/ Etude particulière de la réaction à quasi-2-corps $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}_{890}$ 88

1) La distribution angulaire du K^* 88

2) La distribution $\frac{d\sigma}{dt}$ de la section efficace différentielle 91

3) Etude de la désintégration du K^{*+}_{890} dans le cadre d'un modèle à échange d'un méson (modèle OME) 91

a) La distribution angulaire de désintégration d'une résonance 91

b) Détermination de la matrice-densité : méthode des moments 92

C/ Réaction $\pi^- n \to (\Sigma K)^-$ 95

1) Réactions du type $\Lambda^\circ K^+$ 95

2) Réactions du type $\Sigma^+ K^\circ$ 95

III. Conclusion 97

CHAPITRE V - INTERPRETATION DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ET TOTALES DANS LE CADRE D'UN MODELE SIMPLE A POLE DE REGGE 99

I. Le modèle simple des pôles de REGGE 99

a) amplitude de diffusion 100

b) la section efficace différentielle 103

II. Interprétation des résultats expérimentaux à l'aide d'un modèle simple de REGGE - Limites de ce modèle 104

A/ Sections efficaces différentielles des réactions à 2 corps et à quasi-2-corps 104

1) Prévisions du modèle des pôles de REGGE 104

2) Résultats expérimentaux 104

a) variation de la section efficace différentielle avec t 104

b) variation de la section efficace différentielle avec l'énergie 107

B/ Sections efficaces totales des réactions à 2 corps et à quasi-2-corps 108

1) Prévisions du modèle simple des pôles de REGGE 108

2) Résultats expérimentaux 109

.../...

CHAPITRE VI - INTERPRETATION DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ET DE LA POLARISATION DANS LE CADRE D'UN MODELE DE REGGE A ECHANGE DE DEUX POLES 119

I. Introduction du spin dans le modèle des pôles de REGGE 119

II. Formalisme du modèle d'échange a 2 pôles de REGGE 122

1) Section efficace différentielle 122

2) Polarisation 123

III. Interpretation de nos résultats experimentaux avec le modèle à double-pôle 129

1) Section efficace différentielle 129

2) Polarisation 130

IV. Validité de ce modèle 133

1) L'étude de la polarisation du Λ° de la réaction $\pi^- p \to \Lambda^{\circ} K^{\circ}$

a) entre 1.5 et 3 Gev/c 133

b) entre 3 et 6 Gev/c 133

2) Etude simultanée des réactions $\pi N \to YK$ et $KN \to Y\pi$ 135

CONCLUSION - .....

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

ANNEXE I - Application du principe d'invariance de LORENTZ à la détermination du flux de particules dans le cas d'une cible en mouvement.

ANNEXE II - Prédictions du modèle à échange d'un méson ("OME Model") pour les éléments de la matrice densité.

ANNEXE III - Polarisation : formalisme utilisé dans le modèle des pôles de REGGE

ANNEXE IV - Cinématique à 2 corps .

-:-:-:-:-

CHAPITRE I

OBTENTION DES RESULTATS.

La prise de clichés a eu lieu au CERN en Septembre 1965 et Janvier 1966, avec le faisceau M5 de mesons π^+ (Ref.2), la cible étant la chambre à bulles de 81 cm remplie de deutérium liquide.

Le nombre total de clichés était d'environ 450 000, répartis entre 4 groupes de collaborateurs : BARI, BOLOGNE, FLORENCE et l'Institut de Physique Nucléaire de PARIS. L'analyse des évènements avec production de particules étranges porte seulement sur 250 000 de ces clichés.

La mesure de 500 traces du faisceau nous a permis de déterminer l'impulsion du faisceau avec précision en ajustant une courbe de Gauss sur la distribution obtenue , soit $P = (5\,080 \pm 30)$ Mev/c

Par ailleurs, la contamination du faisceau a été déterminée par des compteurs comme étant de 1/1000 pour les protons et de 1/100 pour les mésons K^+.

I - DEPOUILLEMENT DES CLICHES ET TRI DES EVENEMENTS -

Les appareils de projection utilisés étaient assez variés selon les laboratoires et,à l'intérieur même de notre laboratoire,le grandissement est généralement de l'ordre de 1 ou un peu supérieur à cette valeur.

Pour chaque cliché observé, nous avons noté sur un cahier spécialement conçu à cet effet :

- le numéro des films et le numéro des clichés,
- le numéro de l'ordre de l'événement,
- la zone de production de l'apex lorsque cet événement est difficilement repérable,
- la topologie (nombre de traces, de candidats étranges chargés, + ou -, notés $V^{\pm}$, de candidats étranges neutres, K° ou Λ° notés V°),
- l'ionisation des traces.

.../...

Pour les $V^{\pm}$ et V^{o}, des renseignements supplémentaires étaient donnés :

- en ce qui concerne les $V^{\pm}$, le numéro de la branche de l'événement où était observée la cassure, son signe + ou -, la distance (projetée) de l'apex de production à l'apex de désintégration (cm), la nature courbée (C) ou droite (D) de la trace candidate étrange.

- Pour le V^{o}, seul était noté le renseignement correspondant à la "région" de la chambre où avait lieu la désintégration : une grille spécialement découpée à cet effet permettait le repérage du volume utile.

A partir de ce cahier, des cartes portant ces différents renseignements ont été perforées. Elles ont permis une première sélection des évènements étranges à mesurer, notre étude concernant essentiellement des réactions sur la cible de neutron.

Ensuite, un tri au projecteur nous a permis une sélection plus poussée selon certains critères cinématiques ou d'après des résultats connus de physique :

1) Sélection des réactions $\pi^{+} n$:

Un deuton (cf. §1 Chap. II) est un état faiblement lié à 2 nucléons animés l'un par rapport à l'autre d'un mouvement appelé " mouvement de Fermi". La distribution de leur impulsion est donnée par le carré de la transformée de Fourier de la fonction d'onde de HULTHEN. La probabilité pour l'impulsion du nucléon d'être supérieure à 300 Mev/c est alors, d'après cette théorie, de 2 %.

Si l'on fait l'approximation que les 2 nucléons sont des particules libres, un des nucléons peut être considéré comme un "spectateur" avec un moment inchangé tandis que la particule incidente interagit avec l'autre nucléon.

Les caractéristiques de ce "proton-spectateur" sont déterminées à partir des considérations suivantes :

- d'une part, le parcours d'un proton dans le deutérium liquide correspondant à un moment de 300 Mev/c est d'environ 15 cm.

./..

En conséquence, une interaction où les protons observés auront un parcours supérieur à cette longueur ne pourra pas être considérée comme étant produite dans une collision $\pi^{\pm} d$ à proton indépendant et ne sera pas retenue pour l'étude des interactions $\pi^{\pm} n$.

- d'autre part, un proton d'impulsion de 80 Mev/c a un parcours dans le deutérium inférieur à 1 mm et ne pourra pas être détecté.

Par conséquent, les Topologies qui figurent dans le Tableau 1 seront celles d'événements se présentant avec 1, 2, 3 ou 4 branches à l'apex de production avec V^{+}, V^{-} ou V° (ou à fortiori avec 2 particules étranges reconnues).

Le Type qui figure dans la colonne de gauche de ce même tableau est formé de la réunion de 5 chiffres indiquant successivement le nombre de V^{+}, de branches positives, de V^{-}, de traces négatives, et de V°.

Cas particulier de réaction comportant des paires $K\bar{K}$:

Ces évènements nous intéressent particulièrement pour la recherche de résonances mésoniques se désintégrant en $K\bar{K}$ et $K\bar{K}\pi$ Leur étude ne dépendant pas de la nature (proton ou neutron) de la cible et leur section efficace de production étant faible, nous avons été amenés, pour augmenter la statistique, à mesurer tous les événements comportant un V°, pourvu que celui-ci ne soit pas clairement reconnu comme Λ° par l'ionisation de sa trace positive.

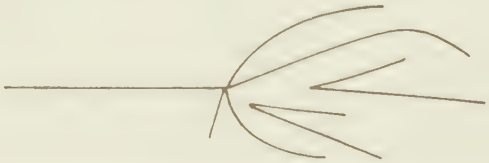
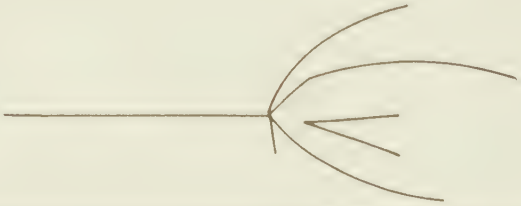
2) Pour l'élimination de paires d'électrons évidentes ou de V° non associés, les règles suivantes ont été appliquées :

a) du fait de la cinématique, l'angle d'ouverture des paires d'électrons est très faible (la plupart de ces angles projetés ont une valeur inférieure à 2 degrés) Par ailleurs, l'ionisation d'une trace dans la chambre à bulles est proportionnelle à β^{-2} si β est le rapport de la vitesse de la particule à celle de la lumière. Pour un électron ou un positon, l'ionisation devient minimum (c'est-à-dire que $\beta \to 1$) quand son impulsion atteint quelques Mev/c, tandis que pour les mésons π et les protons, les impulsions correspondantes sont d'environ 300 et 1800 Mev/c respectivement.

Aussi un V° a été considéré comme paire d'électrons chaque

.../...

Tableau I

Type	Impulsion du proton spectateur	
	inférieure à 80 Mev/c	supérieure à 80 Mev/c
2 001		
2 002		
11 001		
3 011		
3 012		
12 011		
3101		
12 100		
21 010		

fois que l'angle d'ouverture était voisin de zéro sur 3 vues et les traces, dont l'une au moins avait une impulsion inférieure à 300 Mev/c, étaient toutes les 2 au minimum d'ionisation.

b) du fait de la conservation de l'impulsion, la ligne de vol d'un V°, matérialisée par la droite qui joint l'apex de production du V° à son apex de désintégration, doit se trouver à l'intérieur du V formé par les trajectoires des produits de désintégration. D'où la possibilité d'élimination de V° non associés à un événement visible.

3) Sélection des candidats Σ^+ et Σ^- :

D'une manière générale, un tri au projecteur peut se faire de façon à éliminer les événements qui ne sont pas candidats, selon 3 observations répondant à :

- un critère de cinématique de production,
- un critère de cinématique de la désintégration,
- des considérations sur la vie moyenne de ces particules.

En effet, l'étude de la cinématique de production permet de déterminer la valeur supérieure de l'angle d'émission du Σ^+ ou du Σ^- égale à l'angle maximum d'émission dans la réaction à 2 corps $\pi^\pm n \rightarrow \Sigma^\pm K^\circ$ lorsque l'impulsion du méson incident est de 5 Gev/c. Nous avons donc éliminé au tri les événements pour lesquels l'angle projeté avait à son maximum, sur une des vues, une valeur supérieure à 40°.

Par ailleurs, la cinématique de la désintégration des $\Sigma^+ \rightarrow n\ \pi^+$ ou $\Sigma^+ \rightarrow p\ \pi^\circ$ et $\Sigma^- \rightarrow n\ \pi^-$ est bien connue qualitativement : l'angle du secondaire et du primaire est faible lorsqu'il s'agit d'un $\Sigma^+ \rightarrow p\ \pi^\circ$, d'une part. D'autre part, l'impulsion du secondaire étant toujours inférieure à l'impulsion du primaire, les ionisations observées devront être compatibles avec cette considération.

L'utilisation des tables donnant les valeurs cinématiques (Ref 4) a permis d'éliminer un grand nombre d'événements, classés candidats au dépouillement, qui correspondaient en fait à une diffusion secondaire sur neutron.

Enfin, une observation logique consiste à tenir compte de la durée de vie (Ref 5) du Σ^+ ($\tau = 8 \times 10^{-10}$ s) ou du Σ^- ($\tau = 1.64 \times 10^{-10}$ s) :

- la probabilité d'observer la désintégration d'un Σ^+ à une distance de l'apex de production supérieure à 10 cm est d'environ 10 % si son impulsion est de 2 Gev/c.

- Pour un Σ^- dans les mêmes conditions d'impulsion, la probabilité est du même ordre de grandeur pour une distance d'environ 20 cm.

En conséquence, les V^+ et les V^- courbés au-dessus de 10 et 20 cm respectivement n'ont pas été considérés comme candidats Σ^+ ou Σ^-.

Ce sont ces critères généroux de sélection d'interactions sur neutron, d'une part, de véritables candidats étranges, d'autre part, qui ont considérablement réduit le nombre de nos mesures, égales à 2400 environ par laboratoire.

Nous verrons, ci-dessous, comment la qualité des mesures intervient ensuite pour limiter le nombre de remesures et surtout de rejets.

Dans cette expérience, 25 films ont été dépouillés 2 fois afin d'évaluer l'efficacité de dépouillement.

Par ailleurs, toutes les 10 photos, on a compté le nombre de traces du faisceau pour la détermination des sections efficaces totales. Un volume fiduciel a été utilisé pour permettre d'obtenir des traces secondaires ayant 20 cm minimum, de manière à mesurer l'impulsion des particules rapides avec une précision suffisante (10 %) . A l'entrée de la chambre, la longueur des traces était parfois un peu faible pour obtenir une mesure correcte; ceci importait peu puisque notre faisceau, à peu près monochromatique, nous a, de ce fait, permis d'imposer l'impulsion et son erreur lors de la reconstruction cinématique de l'événement , si les angles λ et ϕ étaient correctement mesurés.

II - MESURE ET RECONSTRUCTION DES TRACES -

Les particules étranges présentant une faible section efficace de production, d'une part, étant difficiles à mesurer, d'autre part, un effort spécial a dû être fourni afin de diminuer au maximum le lot d'événements rejetés comme non mesurables.

Les événements situés à l'intérieur du volume fiduciel, ci-dessus défini, ont été mesurés sur 3 vues avec des I.E.P. (Instruments d'Etude des Photographies) en ligne sur une calculatrice CDC 3300, connectée à une calculatrice CDC 3600.

../...

Pour chaque événement, ont été mesurées :

- les marques fiducielles : leur remesure est demandée par la Calculatrice si leurs positions relatives se trouvent à l'extérieur des limites déterminées au préalable à l'aide du programme PYTHON.

- les traces dans le même ordre sur chacune des vues 1 , 2 et 3. Les coordonnées des points sont directement transmises à la Calculatrice. Aussitôt que la mesure d'un événement est terminée, ces points sont testés par le programme de reconstruction géométrique THRESH du CERN, qui est appelé par la CDC 3300 sur la Calculatrice CDC 3600 où le calcul est effectué. Les messages diagnostiqués sont imprimés par la machine à écrire de l'appareil qui a mesuré l'événement, connectée à la 3300 , et ainsi une faute quelconque peut être immédiatement corrigée par l'opérateur.

La mise en ligne des appareils a été grandement appréciée, spécialement lors de notre seconde série de mesures.

La première série effectuée sur des I.E.P. non en ligne a donné un rejet de 65 % d'événements, car seuls ont été mesurés ceux qui, par suite de leur configuration, étaient particulièrement simples. Pour tous les événements restants, des consignes particulières ont été données pour adapter la technique de mesure à la nature de la difficulté dans chaque cas particulier.

Les règles générales de ces consignes ont été établies compte-tenu des observations concernant la reconstruction des impulsions des $V^{\pm}$ ou du V° à partir de la mesure des impulsions des produits de désintégration.

1) Cas d'un $\Sigma^{\pm}$:

L'impulsion $P_{\pm}$ du $\Sigma^{\pm}$ est déterminée à partir de la relation:

$$P_{\pm} = f\ (P_1\ ,\ \theta_{\pm}\ )$$

où - P_1 est l'impulsion du produit observable de désintégration

- $\theta_{\pm}$ est l'angle de désintégration par rapport à la ligne de vol du $\Sigma^{\pm}$

Cette relation est obtenue à partir des équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie au vertex de désintégration, les valeurs des masses ayant été attribuées aux différentes particules dans toutes les hypothèses considérées pour la désintégration du Σ^{+} ou du Σ^{-}

.../...

En fait, l'examen des courbes $P_{\pm} = f(\theta+)$ pour P_1 constant, montre que la variation de $P_{\pm}$ est rapide pour une très faible variation de l'angle $\theta^{\pm}_{-}$. La connaissance précise de l'angle est donc particulièrement importante. D'où la recommandation qui nous a paru essentielle pour la détermination correcte de la nature des $V^{\pm}_{-}$ ou pour leur élimination : la direction du $V^{\pm}_{-}$ a été jugée bien déterminée lorsque le nombre de points intermédiaires entre les apex de production et de désintégration était suffisamment grand pour permettre l'ajustement d'une courbe ou d'une droite, selon la méthode utilisée par le programme de reconstruction.

Ce nombre de points a été fixé à 6 chaque fois que la longueur de désintégration le permettait (> 1 cm) (car 2 de ces points peuvent être jugés aberrants par le programme et, en conséquence, l'ajustement ne se fera qu'avec les 4 restants) Pour les traces des $\Sigma^{\pm}_{-}$ candidats dont la longueur est inférieure à 1 cm, 2 points devaient suffire à déterminer les angles λ et ϕ.

Les résultats obtenus par cette méthode ont été excellents, et ils ont permis d'augmenter la confiance en nos résultats (et en la nature des événements éliminés) .

2) Cas d'un V° :

On dispose des 2 impulsions P_1 et P_2 des produits de la désintégration du V°. Elles permettent, pour une hypothèse de masse attribuée à ces particules, d'obtenir l'impulsion et la masse de celui-ci, compte tenu de la relation de conservation de l'impulsion et de l'énergie appliquée au vertex de désintégration.

L'ajustement se fait à 3 contraintes. Si une grandeur supplémentaire est inconnue, il se fait à 2 contraintes.

A partir de ces considérations, nous avons demandé aux mesureurs d'appliquer la même méthode que précédemment chaque fois qu'une diffusion sur des traces secondaires aurait fait classer le V° hâtivement dans la catégorie "non mesurable"

L'important pour que l'ajustement à 2 contraintes puisse avoir lieu est en effet que, à l'apex de désintégration, la direction d'émission de l'impulsion (dont le module sera calculé seulement au cours de l'ajustement) soit très correctement déterminée. Une mesure avec un nombre suffisant de points (6) a donc été demandée pour de telles traces.

../..

Cette méthode a permis de réduire ainsi à 6 % le lot d'événements classés non mesurables.

Les résultats obtenus après un ajustement géométrique correct sont alors écrits sur bande magnétique.

III - AJUSTEMENT CINEMATIQUE -

Les événements ont été ensuite traités avec les programmes cinématiques GRIND du CERN dans lesquels sont essayés les différentes hypothèses correspondant aux interactions $\pi^+ n$, auxquelles ont été ajoutées celles dont nous avons déjà parlé et qui correspondent aux réactions $\pi^+ d \to K\bar{K}\ p\ (x\pi) +$ neutron-spectateur.

Par ailleurs, l'hypothèse de masse attribuée à chaque trace des produits de la désintégration de la particule étrange permet d'obtenir le χ^2 correspondant à l'identification de cette particule.

Un ajustement à 2 vertex coordonne ces 2 étapes indépendantes et permet d'optimiser les grandeurs cinématiques.

La bande magnétique sortie du programme contient toutes les informations telles que le χ^2 et la masse manquante en plus des impulsions et erreurs sur toutes ces quantités.

Elle est ensuite utilisée par le programme SLICE qui calcule toutes les grandeurs qui seront utilisées avec le programme SUMX pour obtenir tous les histogrammes et idéogrammes désirés lors de l'interprétation physique des résultats.

IV - IDENTIFICATION DES EVENEMENTS -

Elle a été faite en tenant compte à la fois de la cinématique et de l'ionisation : lorsqu'un doute surgissait au sujet de l'ionisation indiquée au dépouillement, l'événement était revu au projecteur.

Pour un événement donné, le χ^2 indique jusqu'à quel point les grandeurs mesurées sont compatibles, dans l'hypothèse considérée, avec la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Compte tenu de sa valeur et du nombre de degrés de liberté

../..

correspondant à l'ajustement, une probabilité est assignée à chaque hypothèse. Un événement avec une faible probabilité pour une hypothèse donnée indique que l'intéraction n'a que peu de chance de se produire dans cette voie.

En conséquence, il est possible d'éliminer la majorité des hypothèses fausses en imposant une coupure en probabilité minimum. Elle a été évaluée pour notre analyse, comme étant de .01.

Les évènements qui n'ajustaient aucune hypothèse, mais dont la masse manquante était égale au moins à la masse du neutre imposée par l'hypothèse plus la masse d'un méson π, étaient considérés comme multineutres et classés avec les évènements à 0 contrainte non ajustés.

Certaines réactions, quelle que soit l'hypothèse $\pi^+ d$ considérée, ont une masse manquante très inférieure à la masse, soit du K°, soit du système ($K^\circ N$) ($\simeq$ 1.5 Gev/c^2)

Elles appartiennent essentiellement aux types :

- $K^+ d \rightarrow pp K^\circ_1 (\pi^\circ)$ (1) lorsque la masse manquante est trop négative pour être celle d'un K° dans l'hypothèse $\pi^+ d \rightarrow pp K^\circ_1 (K^\circ)$

  (p, p, K°_1 identifiés)
- $K^+ d \rightarrow \pi^+ p K^\circ_1 (n_s)$ (2) lorsque la particule de masse manquante $<$ .750 Gev/c^2 a une impulsion inférieure à 100 Mev/c et ne peut, par conséquent, être interprétée comme une interaction $\pi^+ n \rightarrow \pi^+ p K^\circ_1 (K^\circ N)$

  (π^+, p, K°_1 identifiés)

Pour notre laboratoire , 4 et 2 réactions ont été identifiées comme appartenant respectivement aux types (1) et (2).

Ces résultats sont en accord avec la contamination du faisceau mesurée par des compteurs, ainsi que nous le verrons plus loin (cf. § 1.3 du Chapitre II)

1) <u>Séparation des hypothèses Λ° et K°.</u>

Le critère pour qu'un V° soit associé à un évènement était

que la probabilité pour l'ajustement du V° soit supérieure à 10 %, et que le nombre de contraintes soit de 2 ou 3, ainsi que nous l'avons justifié au paragraphe précédent.

Dans un lot de 1800 V° candidats étranges, 1200 ont satisfait à ce critère et l'examen au projecteur a permis de classer environ 250 évènements comme paires d'électrons évidentes, ou étoiles de neutre, ou V° non associés à l'évènement considéré. Les autres ont été renvoyés en mesure avec l'explication possible de leur rejet : diffusion secondaire sur l'une des traces, non observée par l'opérateur, mesure sur une trop grande longueur de traces très courbées.

Pour la séparation des hypothèses Λ° et K°, les critères suivants ont été utilisés :

- les V° pour lesquels l'impulsion de la trace positive était inférieure à 1,4 Gev/c ont été classés d'après l'ionisation, observée directement au dépouillement lorsqu'il s'agissait sans aucun doute d'un proton reconnu, ou déterminée lors d'un nouvel examen au projecteur.

- les V° restants (13 %) ont été classés comme Λ° (ou K°) lorsque l'hypothèse Λ° (ou K°) avait une probabilité égale à au moins 3 fois celle de l'hypothèse K° (ou Λ°).

- après avoir vérifié sur un lot d'évènements non ambigus que le rapport de production de Λ° à K° était > 4, nous avons admis que, lorsque les probabilités étaient égales, l'hypothèse Λ° pouvait être gardée de préférence au K° : une méthode statistique basée sur l'hypothèse d'une distribution isotrope des produits de désintégration du V° au repos, permet de classer tous les V° ambigus (Λ° ou K°) dans la catégorie Λ°.

En effet, l'impulsion transverse pour le méson π^+ de la désintégration du K° est comprise entre 0 et 206 Mev/c, tandis que celle du proton de la désintégration du Λ° est comprise entre 0 et 100 Mev/c seulement (Ref. 5)

En conséquence, la probabilité pour un K° d'être ambigu avec un Λ° est égale à la probabilité d'avoir $0 < P_T < 100$ Mev/c, ce qui correspond à un angle $0 < \theta < 30°$, et à une probabilité :

$$\int_{P_T^{(2)}}^{P_T^{(1)}} \frac{dN}{dP_T} \cdot dP_T = \int_{P_T^{(2)}}^{P_T^{(1)}} \frac{dN}{d\Omega} \cdot \frac{d\Omega}{dP_T} \cdot dP_T$$

.../...

Soit une probabilité $P_{K^o} = \{\cos\theta\}_0^{1} < 14\ \%$ de correspondre à un K^o, alors que l'on trouve tous les Λ^o dans cette même région d'impulsion transverse.

Lorsque l'impulsion transverse devient inférieure à 50 Mev/c (région correspondant aux V^o très énergiques dont la branche positive ne peut plus être identifiée par ionisation), le même calcul conduit encore à des probabilités très différentes : $P_{\Lambda^o} < 14\ \%$ et $P_{K^o} < 3\ \%$ de se désintégrer en produisant une particule dont l'impulsion transverse est comprise entre 0 et 50 Mev/c.

Donc là encore, l'argument statistique peut être appliqué puisque la probabilité pour le V^o d'être Λ^o est supérieure à 3 fois celle pour le V^o d'être K^o.

2) Séparation des hypothèses à l'apex principal :

La liste des hypothèses $\pi^+ n$ figure sur le tableau II où les crochets signifient que la particule n'est pas observée, le nucléon spectateur de l'hypothèse $\pi^+ d$ étant entre parenthèses affecté de l'indice s.

Il existe plusieurs catégories d'événements ambigus :

a) les événements ambigus appartenant à des classes ayant un nombre différent de contraintes.

Dans cette catégorie, figurent les événements où l'ambiguité réside entre Σ ou Λ^o ou Λ^o avec un π^o supplémentaire, le nombre de contraintes étant respectivement 4 , 2 , 1 pour ces 3 hypothèses.

Nous nous occuperons de ce cas particulier dans le prochain paragraphe mais nous pouvons immédiatement éliminer les cas d'ambiguité Λ^o et $\Lambda^o\pi^o$, en généralisant à ce cas particulier la convention que nous avons adoptée pour l'expérience concernant les événements ambigus à 4 et 1 contraintes.

En effet, on remarque que, du fait de l'imprécision des mesures, lorsque l'impulsion d'une particule est trop importante(> 2 Gev/c), le programme a tendance à donner une impulsion inférieure à sa vraie valeur; en conséquence, à l'impulsion manquante pourra être associée une masse manquante $(MM)^2 = (\Sigma E_i)^2 - (\Sigma P_i)^2$ différente de zéro.

.../...

TABLEAU II

HYPOTHESES $\pi^+ d$ ET NOMBRE DE CONTRAINTES AUX AJUSTEMENTS

Réactions $K\bar{K}$	apex de production	apex de désintégration	ajustement final	Réactions YK.	apex de production	apex V^0 ou $V^\pm$	Ajustement final.
				$\Lambda^0 K^+$ (ps)	4	3,2	7,6
				$\Sigma^0 K^+$ (ps)	2	3,2	5,4
				$\Sigma^\pm K^0$ (ps)	4;1	3,2 1,0	7,6 2,1
p K_1^0 K^0 (ps)	1	3,2	4,3	$\Lambda^0 K^+ (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	
p K_1^0 K_1^0 (ps)	4	6,5,4	10,9,8	$\Lambda^0 K^0 \pi^+$ (ps)	4;1	6,5,4,3,2	10,9,8 4,3
				$\Sigma^0 K^0 \pi^+$	2	6,5,4	8,7,6
n K^+ K_1^0 (ps)	1	3,2	4,3	$\Sigma^+ K^+ \pi^-$ (ps)	4	1,0	5,4
p K^+ K_1^0 (ns)	1	3,2	4,3	$\Sigma^+ K^0 (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	4,3
				$\Sigma^- K^+ \pi^+$ (ps)	4	1,0	5,4
p K_1^0 $K_1^0 \pi^+$ (ps)	1	6,5,4	7,6,5	$\Lambda^0 (\Sigma^0) K^+ \pi^+ \pi^-$ (ps)	4,(2)	3,2	7,6,(5,4)
n K_1^0 $K_1^0 \pi^+$ (ps)	1	6,5,4	7,6,5	$\Lambda^0 K^0 \pi^+ (\pi^0)$ (ps)	1	6,5,4	7,6,5
p K_1^0 $K_1^0 \pi^+$ (ns)	1	6,5,4	7,6,5	$\Sigma^+ K^+ \pi^- (\pi^0)$ (ps)	1	1,0	2,1
p K^+ $K_1^0 \pi^-$ (ps)	4	3,2	7,6	$\Sigma^+ K^0 \pi^+ \pi^-$ (ps)	4,1	3,2,1,0	7,6,2,1
p K^- $K_1^0 \pi^+$ (ps)	4	3,2	7,6	$\Sigma^- K^+ \pi^+ (\pi^0)$ (ps)	1	1,0	2,1
				$\Sigma^- K^0 \pi^+ \pi^+$ (ps)	4,1	3,2,1,0	7,6,2,1
p K_1^0 $(K^0) \pi^+ \pi^-$ (ps)	1	3,2	4,3	$\Lambda^0 K^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	4,3
p K_1^0 $K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (ps)	4	6,5,4	10,9,8	$\Lambda^0 (\Sigma^0) K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (ps)	4 (2) 1	6,5,4(3,2)	10,9,8 (5,4)4,3
p K^+ $K_1^0 \pi^- (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	4,3	$\Sigma^+ K^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	4,3
n K^+ $K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (ps)	1	3,2	4,3	$\Sigma^- K^0 \pi^+ \pi^+ (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	4,3
p K^+ $K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (ns)	1	3,2	4,3				
p K^- $K_1^0 \pi^+ (\pi^0)$ (ps)	1	3,2	4,3				
n K^- $K_1^0 \pi^+ \pi^+$ (ps)	1	3,2	4,3				
p K^- $K_1^0 \pi^+ \pi^+$ (ns)	1	3,2	4,3				
p K_1^0 $K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (ps)	1	6,5,4	7,6,5	$\Lambda^0 K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (ps)	1	6,5,4	7,6,5
n K_1^0 $K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (ps)	1	6,5,4	7,6,5				
p K_1^0 $K_1^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (ns)	1	6,5,4	7,6,5				

Les 2 ajustements, avec et sans π^0, sont alors possibles, la probabilité pouvant être meilleure dans l'hypothèse avec π^0

Néanmoins, chaque fois qu'un ajustement est possible pour 2 hypothèses ayant un nombre de 4 contraintes et de 1 contrainte respectivement, seule celle qui correspond au plus grand nombre de contraintes est retenue.

b) Cas particulier des événements ambigus Σ^0/Λ^0 ou $\Sigma^0/\Lambda^0\pi^0$:

Les hypothèses classées Σ^0 appartiennent à des réactions Λ^0K^+ ou Λ^0K^0 dans lesquelles l'ajustement a été fait sous la forme $\Lambda^0K\gamma$, puis la masse associée $(\Lambda\gamma)$ trouvée égale, compte-tenu des erreurs, à la masse du Σ^0

L'ajustement de la réaction est alors repris sous la forme Σ^0K.

La masse du Σ^0 (1.192 Gev/c^2) étant assez peu éloignée de celle du Λ^0(1.115 Gev/c^2), on trouve les événements Σ^0 ambigus avec des événements Λ^0 dans les réactions suivantes qui sont à 4 ou 1 contraintes :

(1)	$\pi^+n\to\Sigma^0K^+$ ambiguës avec	$\pi^+n\to\Lambda^0K^+$	ou	$\pi^+n\to\Lambda^0K^+\pi^0$
(2)	$\pi^+n\to\Sigma^0K^0\pi^+$ "	" $\pi^+n\to\Lambda^0K^+\pi^+$	"	$\pi^+n\to\Lambda^0K^0\pi^+\pi^0$
(3)	$\pi^+n\to\Sigma^0K^+\pi^+\pi^-$ "	" $\pi^+n\to\Lambda^0K^+\pi^+\pi^-$		$\pi^+n\to\Lambda^0K^+\pi^+\pi^-\pi^0$
(4)	$\pi^+n\to\Sigma^0K^0\pi^+\pi^+\pi^-$	" $\pi^+n\to\Lambda^0K^0\pi^+\pi^+\pi^-$		$\pi^+n\to\Lambda^0K^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$

d'une manière formelle, lorsque l'hypothèse Σ^0 a été envisagée dans le programme d'ajustement, d'une manière implicite lorsque ceci n'a pas été le cas.

Les ambiguïtés ne perturbent pas d'une façon égale les résultats dans les canaux (1) à (4).

En ce qui concerne nos résultats, seuls les événements $\pi^+n\to\Sigma^0K^+$ qui contaminent les événements de la réaction $\pi^+n\to\Lambda^0K^+\pi^0$, sont vraiment gênants.

Nous examinerons en détail ce canal dans le Chapitre IV.

.../...

c) Pour les évènements ambigus ayant un même nombre de contraintes, un critère simple a été utilisé.

Il consiste à éliminer une hypothèse de probabilité P_2 ambiguë par rapport à une hypothèse de probabilité P_1 si $P_1 > 3P_2$.

Les histogrammes de la Fig. 1 montrent les résultats obtenus pour un certain lot d'évènements dans les réactions respectivement à 4 contraintes et à 1 contrainte.

- Fig. 1a et Fig. 1b permettent d'observer les évènements à 4 contraintes, à "2 et 4 branches" d'une part, à 1 et 3 branches d'autre part.

Les évènements ambigus supprimés d'après le critère qui vient d'être défini ci-dessus, figurent en hachuré.

On remarque que peu d'évènements sont supprimés, car la plupart des évènements ambigus de cette catégorie le sont avec des évènements à 1 contrainte, et ont finalement été classés dans l'hypothèse à 4 contraintes, conformément à ce qui a été dit dans le paragraphe précédent.

Néanmoins, contrairement à ce qui est attendu pour une évaluation correcte des erreurs dans le programme de cinématique, la distribution des probabilités, au lieu d'être plate, est "piquée" vers la valeur 1.

Ce fait bien connu n'a cependant aucune conséquence en ce qui concerne la séparation des hypothèses, car le nombre d'évènements ambigus est faible pour ces valeurs élevées de la probabilité.

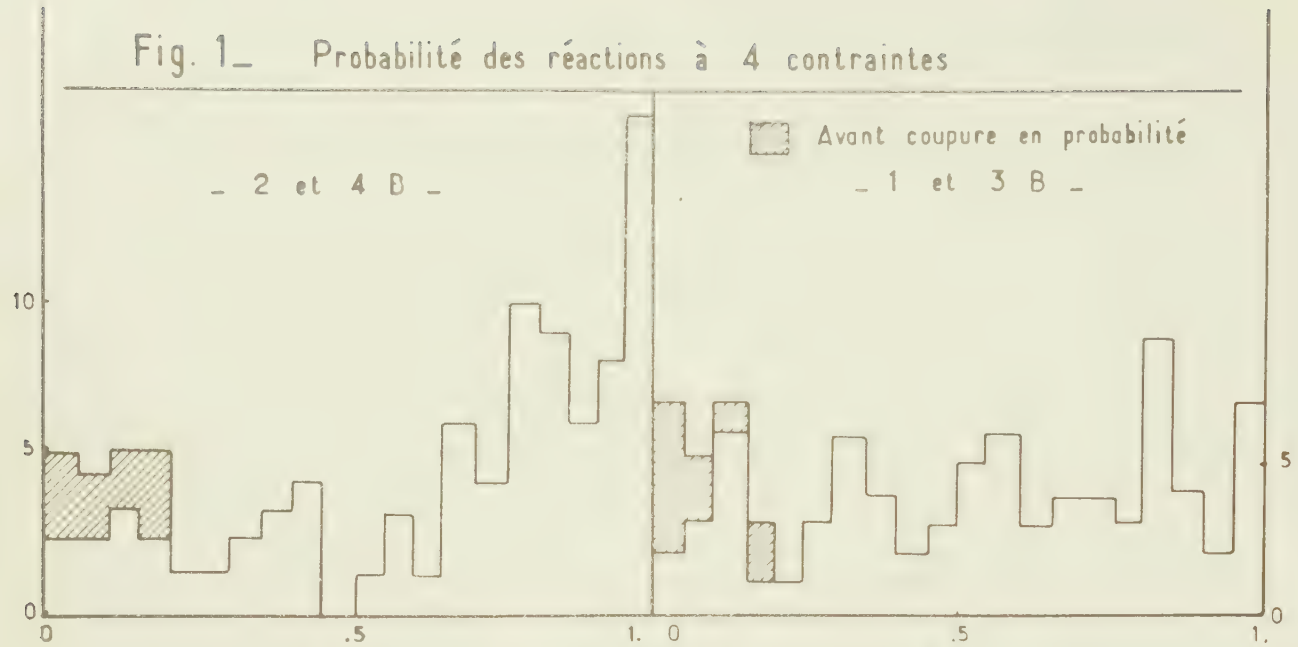
- Fig. 1c et Fig. 1d : on observe des évènements "2 et 4 branches" d'une part, "1 et 3 branches" d'autre part, à 1 contrainte, où sont hachurés les évènements supprimés lors de l'application du critère défini ci-dessus : l'accumulation d'évènements aux faibles probalités correspond à des évènements multineutres.

Par ailleurs, contrairement au cas des réactions à 4 contraintes, il semble que le terme d'erreur mal évalué dans les programmes d'ajustement cinématique, intervienne beaucoup moins dans cette classe de réactions à 1 contrainte.

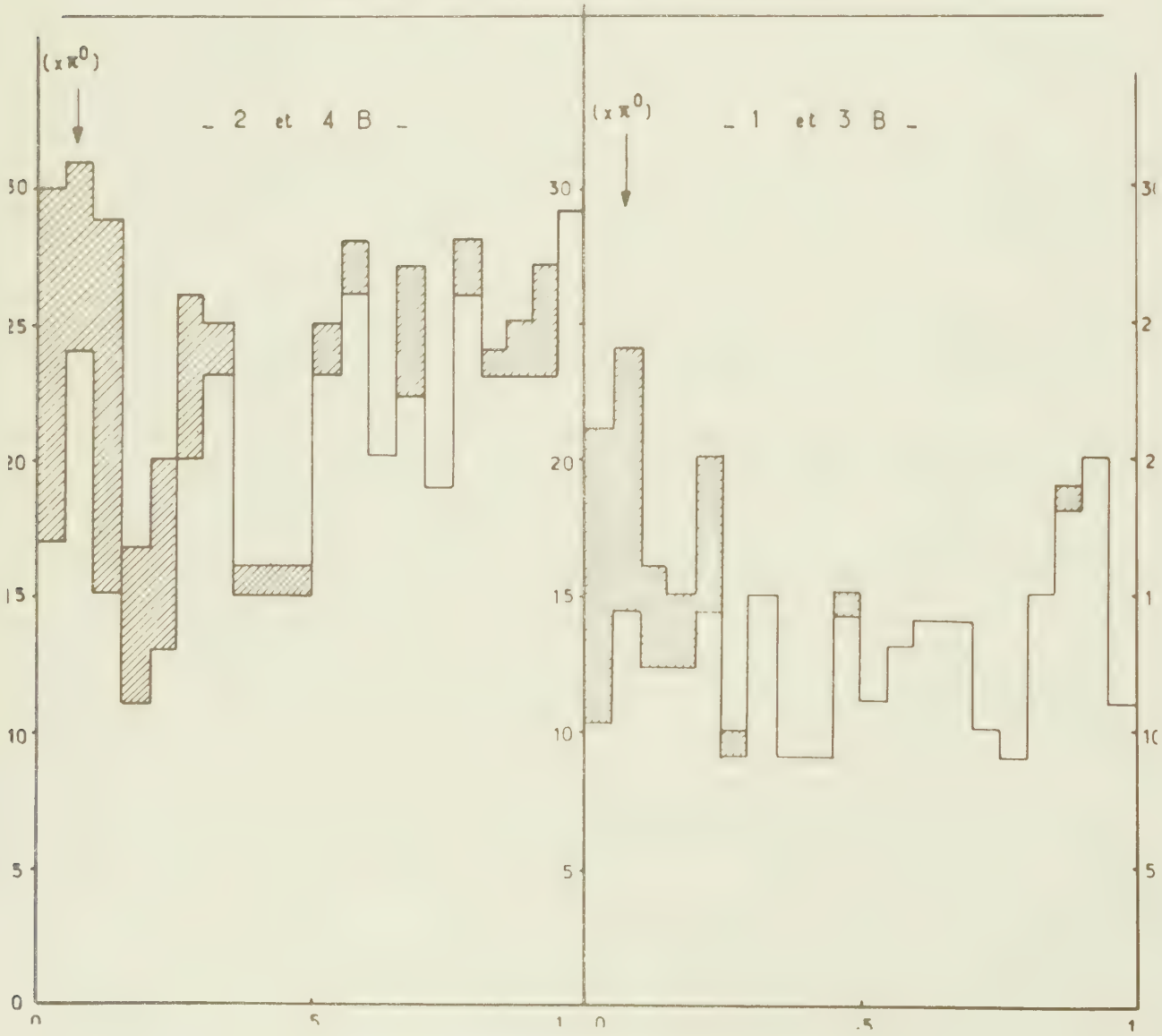
On expliquerait ainsi le léger excès d'évènements ayant une probabilité élevée et la distribution à peu près uniforme que l'on observe.

.../...

Fig. 1_ Probabilité des réactions à 4 contraintes



Probabilité des réactions à 1 contrainte



3) Résultats :

Dans un lot total de 2392 évènements ,354 restent ambigus, ce qui représente une proportion de : 15 %.

Cette valeur faible globalement peut malheureusement beaucoup perturber les résultats dans un canal donné,ainsi que nous le verrons dans le Chapitre IV.

Une méthode statistique a été employée pour la répartition de ces événements dans des canaux précis, une fois appliqué le critère exposé ci-dessus, concernant la probabilité.

Ce sont ces chiffres qui seront utilisés avec nos résultats pour le calcul des sections efficaces.

-:-:-:-:-:-:-

CHAPITRE II

DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES

Nous étudierons d'abord le problème posé par la détermination de la section efficace totale dans le cas particulier d'une cible de deutérium. Nous vérifierons les conditions pour lesquelles les résultats expérimentaux que nous avons obtenus peuvent bien être considérés comme correspondant à des réactions $\pi^{+} n$, sans interaction, dans l'état final, des 2 nucléons du deuton.

Nous passerons en revue ensuite les différents facteurs correctifs nécessaires pour tenir compte des particules étranges non observées, soit du fait d'un dépouillement incomplet, soit à cause de leur parcours supérieur aux dimensions de la chambre, soit enfin pour tenir compte de certains $\Sigma^{\pm} \to p \; \pi^{\circ}$ et de la désintégration en mode neutre des K° et Λ°.

I - SECTION EFFICACE DANS LE DEUTERIUM -

1) Le deuton en tant que cible neutron :

Le deuton est un état faiblement lié composé d'un neutron et d'un proton essentiellement dans un état S d'une configuration de spin 1 (Ref. 6).

Bien que l'énergie de liaison du deuton soit seulement de 2.2 Mev , un certain nombre d'effets importants doivent être pris en considération lorsque l'on utilise le neutron du deuton en tant que cible.

A/ La fonction d'onde de HULTHEN et les distributions en impulsion du nucléon spectateur.

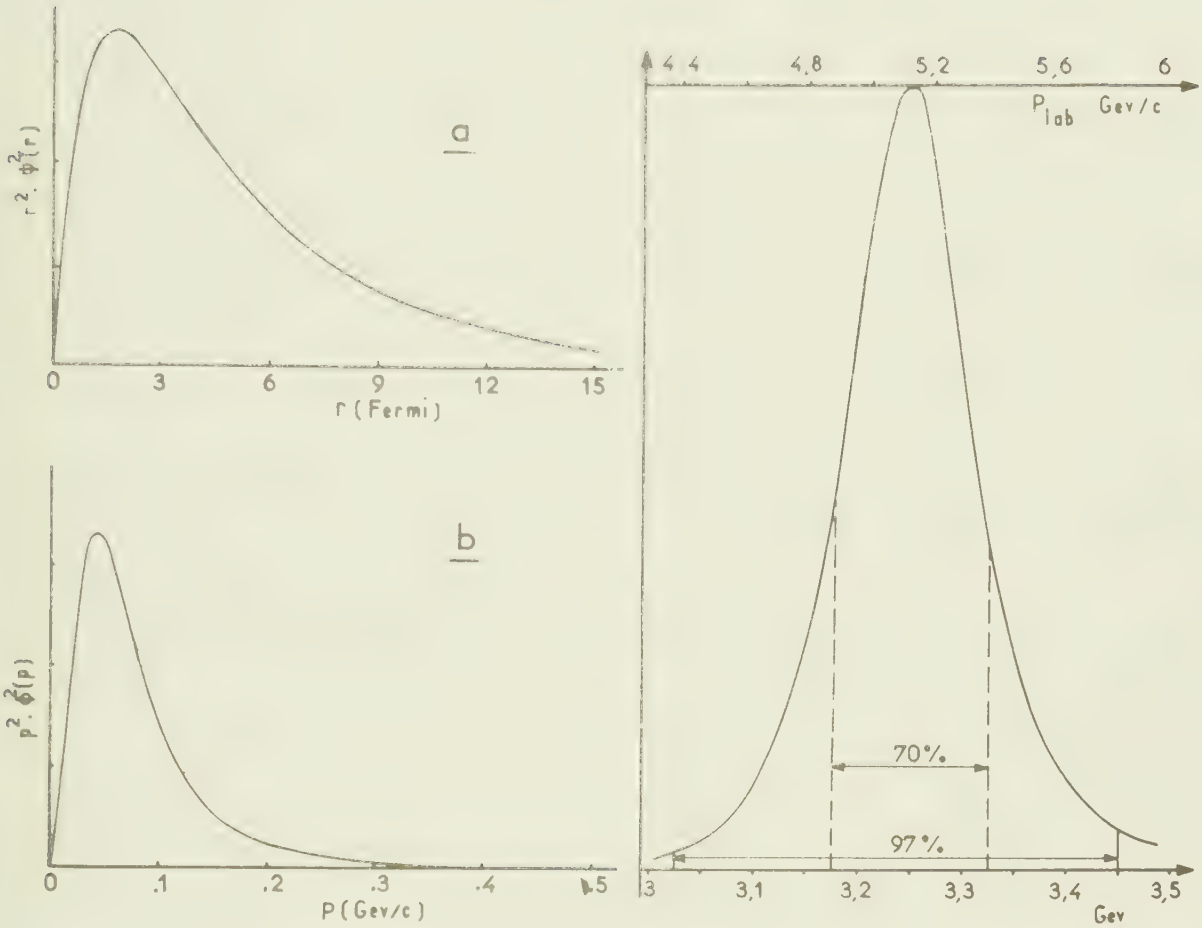
Une fonction d'onde communément utilisée, pour décrire l'état des 2 nucléons dans le deuton, est celle proposée par HULTHEN. (Ref. 3)

$$\Psi(r) = C \cdot \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r}$$

.../...

Fig. 2

Distributions obtenues avec une fonction d'onde de Hulthèn



a Distribution de la séparation radiale des nucléons dans le deutéron

b Distribution de l'impulsion d'un des nucléons dans le deutéron

c Energie dans le centre de masse de l'interaction (π^+N)

./..

où la condition $\int \Psi^2(r)\, r^2\, dr = 1$

permet de déterminer la constante C de normalisation.

On trouve : $C^2 = \alpha\beta(\alpha + \beta)/(\alpha - \beta)$

avec $\alpha = \sqrt{2\,MB}$ (M : masse réduite du deuton
(B : énergie de liaison = 2.2 Mev

β est un paramètre qui a été souvent pris égal à 7α (Ref. 7) ou à 5.2α (Ref 12)

Dans toutes les applications de la fonction d'onde, nous utiliserons la valeur de ce rapport déterminée lors de l'ajustement à nos résultats expérimentaux avec le paramètre $\beta/\alpha = 6.1$

La distribution $\Phi(p)$ du moment des 2 nucléons dans le deuton est donnée par la transformée de FOURIER de la fonction d'onde $\psi(r)$:

$$p^2 \cdot \Phi^2(p) = C^2 p^2 \left(\frac{1}{p+\alpha} - \frac{1}{p+\beta} \right)^2$$

avec $\int \Phi(p) \cdot p^2 \cdot dp = 1$

La figure (2) montre les courbes $\psi^2(r) \cdot r^2$ (Fig (2a)) et $\Phi^2(p) \cdot p^2$ (Fig. (2b)) en fonction respectivement de la distance r entre les nucléons et de l'impulsion p d'un des nucléons.

Dans ce modèle, le maximum de cette dernière distribution se trouve à 45 Mev/c tandis que la probabilité pour que l'impulsion du nucléon spectateur soit inférieure à 300 Mev/c est de 98 %.

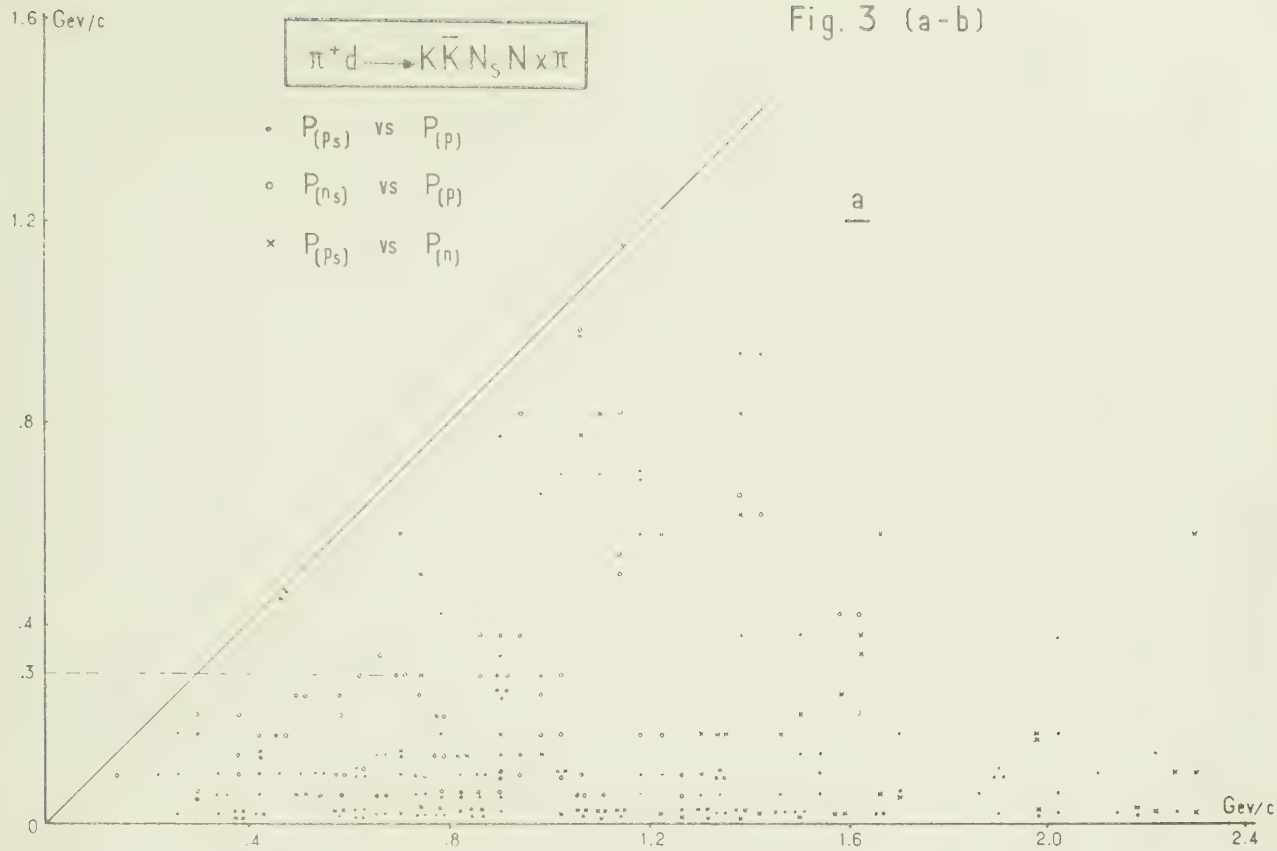
B/ Etude expérimentale des distributions en impulsion du nucléon spectateur :

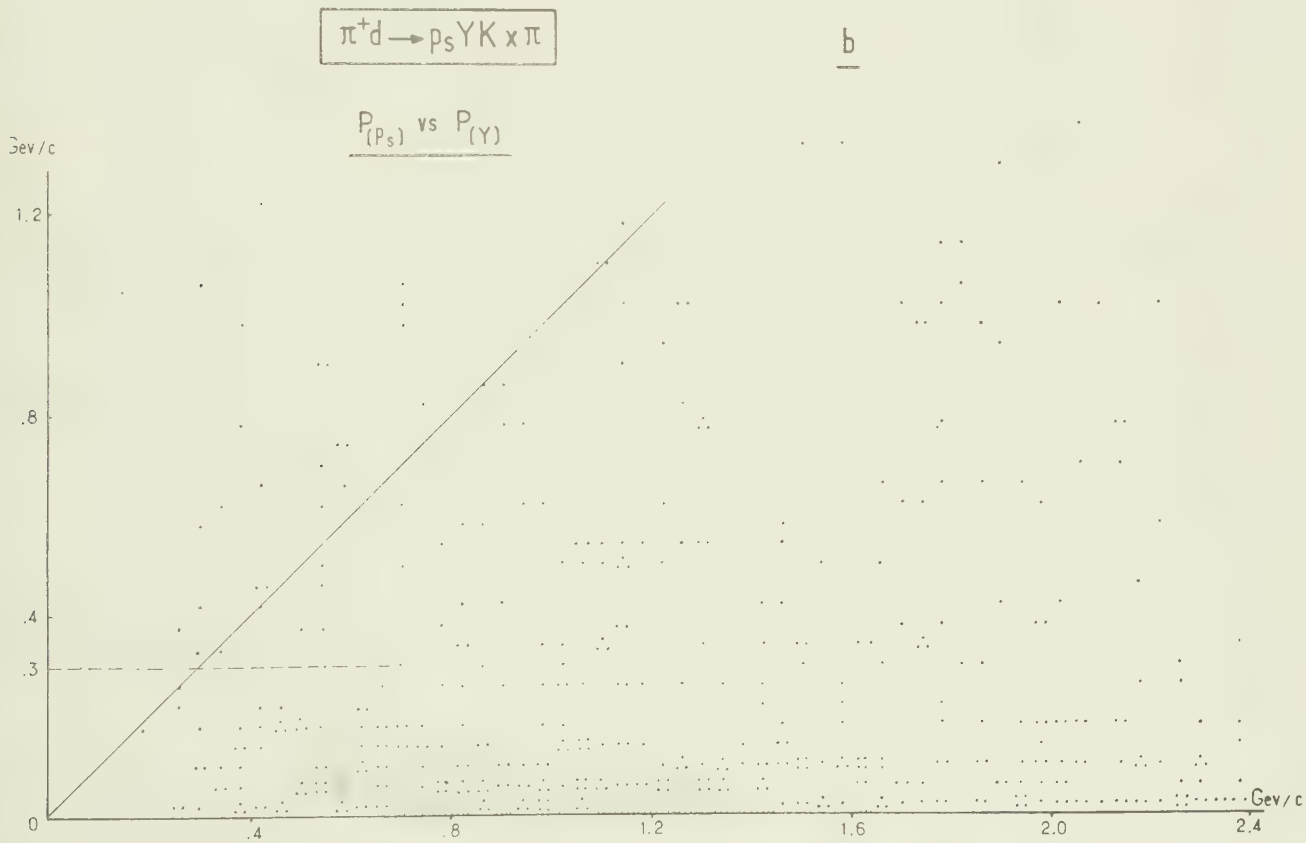
Expérimentalement $p^2 \cdot \Phi^2(p)$ peut être mesurée quand on admet l'approximation d'impulsion pour les collisions $\pi^+ d$.

Ceci signifie que le méson π^+ est supposé n'interagir qu'avec un des nucléons dans le deuton, l'autre nucléon continuant après la collision avec l'impulsion qu'il possédait avant le choc.

../..

Fig. 3 (a-b)


1.6 Gev/c
$\pi^+ d \longrightarrow K\bar{K} N_S N \times \pi$
• $P_{(p_s)}$ vs $P_{(p)}$
○ $P_{(n_s)}$ vs $P_{(p)}$
× $P_{(p_s)}$ vs $P_{(n)}$
a
1.2
.8
.4
.3
0
.4
.8
1.2
1.6
2.0
2.4
Gev/c


$\pi^+ d \longrightarrow p_S Y K \times \pi$
b
$P_{(p_s)}$ vs $P_{(Y)}$
Gev/c
1.2
.8
.4
.3
0
.4
.8
1.2
1.6
2.0
2.4
Gev/c

Le nucléon qui n'a pas interagit est appelé "spectateur" et noté avec l'indice (s)

Dans les réactions où l'on observe une paire $K\bar{K}$, il est toujours choisi comme étant celui des 2 nucléons qui possède l'impulsion la plus faible. Son impulsion en fonction de celle du nucléon rapide est représentée sur la figure 3 (a)

Dans le cas de la réaction $\pi^- n \to YK \times \pi$, la figure 3 (b) montre que seuls les événements ayant une impulsion $P_s < .300$ Gev/c sont tels que le proton spectateur possède bien une impulsion inférieure à celle de l'hyperon.

En fait, cette valeur coïncide avec la valeur pour laquelle la distribution $p^2 \cdot \phi^2(p)$ de l'impulsion est voisine de zéro et nous verrons un peu plus loin comment elle sera définitivement adoptée comme coupure pour les événements de cette expérience et comment expliquer l'existence d'impulsion du nucléon spectateur supérieure à cette valeur.

1) Proton spectateur :

La figure 4 (a) permet d'observer la distribution de l'impulsion du proton spectateur pour l'ensemble des événements à 1, 2, 3 et 4 branches.

a) Etude des 2 et 4 branches -

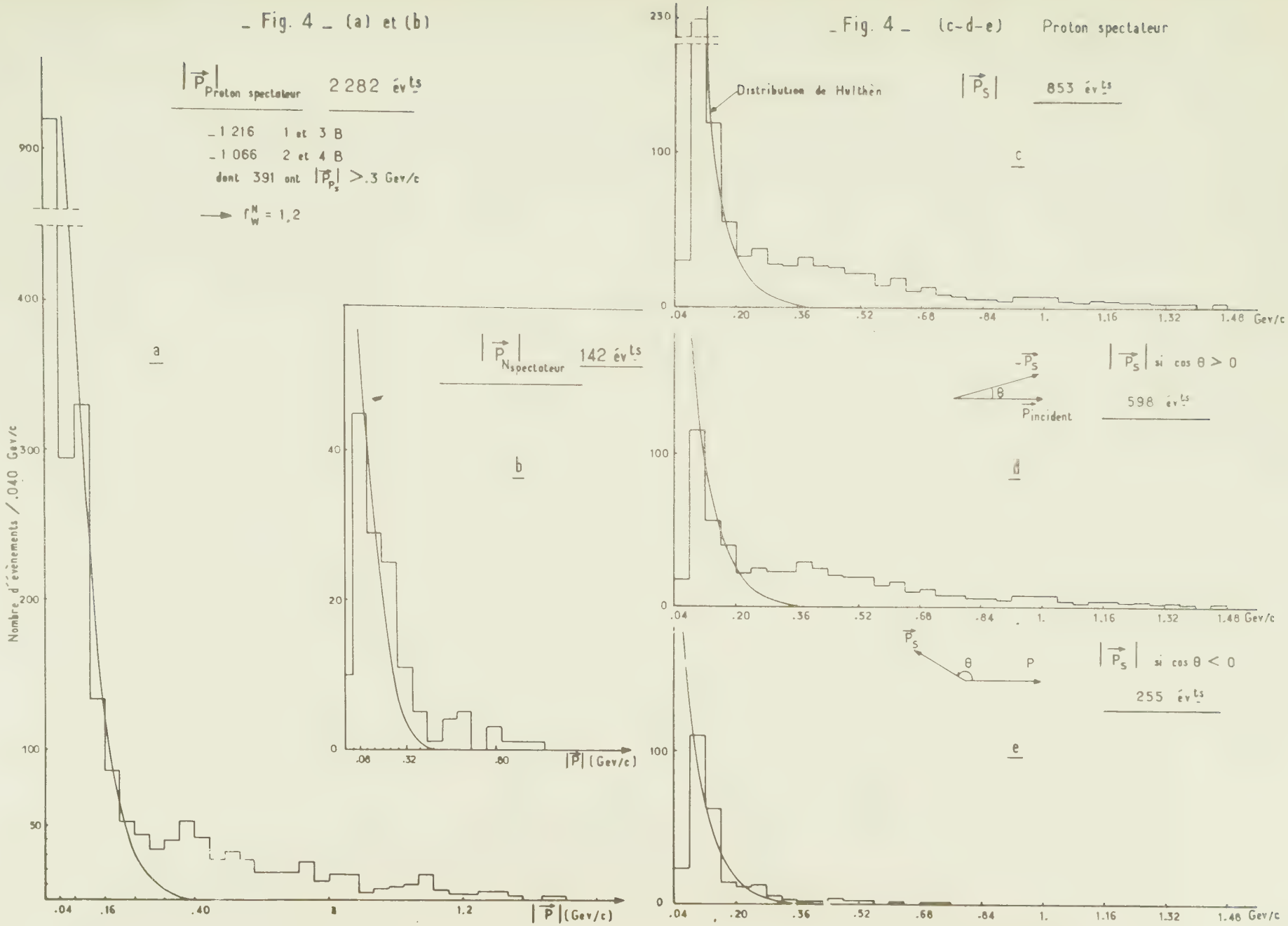
La courbe de HULTHEN normalisée à la distribution expérimentale entre .080 Gev/c (qui correspond à la limite inférieure de détection) et .200 Gev/c, montre que l'ajustement se fait mal lorsque l'impulsion du proton spectateur est supérieure à .300 Gev/c.

La proportion d'événements appartenant à cette dernière catégorie par rapport au nombre d'événements 2 et 4 branches ajustés ($.080$ Gev/c $< P_s < .300$ Gev/c) est de 30 %.

Afin de vérifier s'il existe un biais dans le dépouillement par suite de protons spectateurs cachés par les traces des particules émises vers l'avant, le lot de ces événements a été divisé en événements ayant $\cos\theta < 0$ et $\cos\theta > 0$ en appelant θ l'angle du π^- incident avec la direction de l'impulsion du proton spectateur.

On constate alors Fig. 4(c), 4(d), 4(e) que la proportion

.../...


_ Fig. 4 _ (a) et (b)
$|\vec{P}|_{\text{Proton spectateur}}$ 2 282 évts
_ 1 216 1 et 3 B
_ 1 066 2 et 4 B
dont 391 ont $|\vec{P}_{P_s}| > .3$ Gev/c
$\rightarrow r_W^N = 1,2$
a
b
$|\vec{P}|_{N\text{spectateur}}$ 142 évts
Nombre d'évènements / .040 Gev/c
$|\vec{P}|$ (Gev/c)
_ Fig. 4 _ (c-d-e) Proton spectateur
Distribution de Hulthèn
$|\vec{P}_S|$ 853 évts
c
$|\vec{P}_S|$ si cos θ > 0
598 évts
$-\vec{P}_S$
θ
$\vec{P}_{incident}$
d
$|\vec{P}_S|$ si cos θ < 0
255 évts
$\vec{P}_S$
θ
P
e
Gev/c

d'évènements émis à l'avant(cos θ 0)avec une impulsion > .300 Gev/c est de 42 %,très supérieure à la proportion de ces évènements émis à l'arrière (8 % seulement) : dans ce dernier cas, la distribution expérimentale semble correctement décrite pour $P_s \simeq .080$ Gev/c.

Ce phénomène est généralement observé dans les expériences sur deuton . (Ref. 9)

Cet excès de protons d'impulsion supérieure à . 300 Gev/c pourrait être expliqué par l'une ou l'autre des hypothèses suivantes :

1) - Une violation de l'approximation en impulsion, c'est-à-dire que les impulsions plus élevées pourraient être dues à des interactions sur le deuton entier ("collision centrale")qui se brise.

2) - Une interaction secondaire de l'une ou des particules de l'état final avec le nucléon spectateur, correspondant, par exemple,à la formation d'un état résonnant. Cette hypothèse semble confirmée par l'observation que nous avons faite sur les figures 4(c), 4(d), 4(e) , car, dans ce cas là, l'interaction serait plus importante pour le proton spectateur émis à l'avant avec les particules produites que pour celui émis à l'arrière : le proton spectateur "prendrait" alors un peu d'énergie supplémentaire aux autres particules émises à l'avant.

b) Etude des 1 et 3 branches -

Les protons spectateurs ayant une impulsion < 0.080 Gev/c ne peuvent être observés, leur parcours dans le deutérium étant inférieur à 1 mm et la topologie correspond à des évènements à 1 et à 3 branches.

Une méthode généralement utilisée dans les programmes cinématiques qui traitent des expériences sur cible deutérium consiste à reconstruire un proton spectateur ayant la valeur la plus probable pour P_x , P_y , P_z (soit 0) , la distribution de ces grandeurs est gaussienne avec une erreur fixée à 30 MeV/c pour P_x , et P_y et (30 x 1.37) MeV/c pour P_z ,(ceci afin de tenir compte d'une incertitude supplémentaire pour la direction parallèle aux axes optiques des caméras de la chambre).

.../...

Cette méthode permet d'obtenir un ajustement des réactions sur neutron bien que la distribution en impulsion correspondante (cf. Fig 4a) présente un maximum voisin de 0 MeV/c au lieu de 45 MeV/c comme le prévoit la courbe de HULTHEN.

Le tableau ci-dessous résume la situation expérimentale concernant l'étude du proton spectateur et la répartition des évènements pour notre expérience.

ETUDE DU PROTON SPECTATEUR							
	Cos θ > 0			Cos θ < 0			Total
	P_s < .3 (Gev/c)	P_s > .3 Gev/c	Total	P_s < .3 (Gev/c)	P_s > .3 (Gev/c)	Total	
2et4 br total : 1510	614 (58,2%)	414 (41,8%)	1028	445 (92%)	37 (8%)	482	1510 dont 1059 avec P_s < .3 Gev/c
1et3 br total : 1308	650		650	658		658	1308
Total Evts ajustés : 2818	1264 (45%)	414 (14,6%)	1678 (60%)	1103 (38%)	37 (1,4%)	1140 (40%)	2818 dont 2367 avec P_s < .3 Gev/c

c) Détermination du facteur correctif -

Le rapport expérimental du nombre d'évènements à 1 et à 3 branches ayant un proton spectateur d'impulsion < .080 Gev/c au nombre d'évènements à 2 et 4 branches ayant un proton spectateur compris entre .080 Gev/c et .300 Gev/c ne doit pas être tiré directement du tableau ci-dessus.

Notre expérience faisant suite à une étude de la réaction $\pi^{\mp} d \to p_s p \pi^{+} \pi^{-} (\pi)$ (Ref. 1), où les événements à 3 branches n'ont pas été pris en considération, une partie des événements de cette catégorie, ainsi que des événements à 1 branche, semblables du point de vue du problème posé par l'ajustement, n'ont pas été mesurés.

Un lot d'événements pour lequel le dépouillement et les mesures ont été effectués d'une manière cohérente pour l'ensemble de la topologie, a donné les indications suivantes:

- sur 2282 événements, 391 ont une impulsion $P_s > .300$ Gev/c, - soit 17 %
  1216 ont une impulsion $P_s < .080$ Gev/c, - soit 53 %

Le rapport expérimental du nombre des événements ayant $P_s < .080$ Gev/c au nombre total d'événements ayant $P_s < .300$ Gev/c est donc de :

$$0.64 \pm 0.03$$

Ce nombre doit être comparé à la valeur 2/3 obtenue à partir du rapport des intégrales de la courbe de HULTHEN entre les valeurs correspondantes de l'impulsion du proton spectateur.

Ces 2 chiffres sont tout à fait compatibles, compte-tenu des incertitudes.

Le nombre d'événements à 1 et 3 branches qui manquent (≃ 140 au maximum sur un lot de 200 000 clichés) peut être imputé à un dépouillement difficile pour cette topologie, spécialement en ce qui concerne les événement à 1 branche.

Enfin, le facteur correctif qui tient compte de ce que le modèle à approximation d'impulsion n'est plus valable pour une impulsion du nucléon spectateur supérieure à .300 Gev/c a été déterminée à partir de ces chiffres cohérents :

$$f_w^s = \frac{2282}{1891} = 1.2$$

Ce facteur est du même ordre de grandeur que celui qui avait été utilisé pour l'expérience $\pi^+ d \to p_s p \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (Ref.22) où la perte d'événements due à la coupure du proton spectateur avait été évaluée à 15 %.

2) Neutron spectateur :

L'intérêt d'une telle distribution réside essentiellement dans le fait qu'elle devrait montrer que la fonction de HULTHEN convient parfaitement pour des impulsions inférieures à 80 MeV/c.

La Fig 4(b) montre cette distribution en impulsion du neutron spectateur. Là encore, on constate l'importance (24 %) des événements dont l'impulsion est supérieure à 300 MeV/c par rapport aux événements dont l'impulsion est inférieure à cette valeur.

De même que pour les événements avec proton spectateur, une séparation en cos $\theta \gtrless 0$ donne une plus forte proportion d'événements ayant en cos $\theta > 0$ (29 %) que d'événements ayant cos $\theta < 0$ (10 % seulement)

Pour expliquer ces chiffres, nous admettrons que les hypothèses émises, (cf. § précédent) dans le cas où le nucléon spectateur est un proton, sont encore valables lorsqu'il s'agit d'un neutron.

C/ Etude de la distribution en angle du proton spectateur :

Le mouvement interne des 2 nucléons liés dans le deuton permet de constater des faits intéressants.

Nous étudierons d'abord la distribution expérimentale de l'angle θ du proton spectateur avec le pion incident du faisceau. Le proton et le neutron liés dans le deuton, se meuvent au hasard dans des directions opposées avec un moment donné par une fonction du type distribution de HULTHEN. En raison de la distribution aléatoire de l'impulsion, des auteurs (Ref. 9 - 10) ont supposé - incorrectement - que l'angle mesuré expérimentalement entre le faisceau et le proton spectateur devait avoir une distribution isotrope.

Cette hypothèse, en effet, ne tient absolument pas compte de ce que lorsque les particules-cibles se déplacent vers le faisceau incident, le flux de particule est plus grand et, par conséquent,

.../...

le nombre d'interactions est supérieur, par rapport aux cas où les particules-cibles s'éloignent du faisceau : si θ est l'angle entre le nucléon spectateur et le faisceau, du fait que le proton et le neutron se déplacent en sens inverse (afin d'assurer la conservation de l'impulsion du deuton), ce que nous venons de dire signifie que le nombre d'évènements ayant $\cos\theta > 0$ sera supérieur au nombre d'évènements ayant $\cos\theta < 0$.

La distribution expérimentale peut, en effet, être prédite si l'on utilise le facteur de flux invariant de MØLLER (Ref. 11), de manière à tenir compte de la variation du flux de particules avec le mouvement relatif du faisceau et de la particule-cible.

Ce facteur est : $$F_M = \frac{\sqrt{(\underline{\underline{P}}_i \cdot \underline{\underline{P}}_c)^2 - (m_i \cdot m_c)^2}}{(m_i \cdot m_c)}$$

(cf. Annexe I , pour la démonstration)

où les moments $\underline{\underline{P}}_i$ et $\underline{\underline{P}}_c$ sont les quadrivecteurs du faisceau incident et du nucléon-cible respectivement, ce dernier étant choisi comme la différence entre celui du deuton et celui du nucléon-spectateur.

Introduit dans un programme d'espace de phase, pour une expérience πd à 2.0 Gev/c (Ref. 12), ce facteur a donné une distribution angulaire en $\cos\theta$ ajustable linéairement $f(\cos\theta_s) = 1. + .10 \cos\theta_s$ pour l'ensemble de la distribution de HULTHEN et $f(\cos\theta_s) = 1. + .16 \cos\theta_s$ pour $P_s > .085$ Gev/c.

En ce qui concerne notre expérience, nous avons remarqué que :

$$F = \left[\frac{(P_i P_c \cos\theta_c - E_i E_c)^2}{m_i^2 \, m_c^2} - 1 \right]^{1/2}$$

pouvait aussi s'écrire :

$$F = \left[\frac{P_i^2}{m_i^2} \cdot \frac{E_c^2}{m_c^2} \left(\frac{P_c}{E_c} \cos\theta_c - 1 \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$$

en appelant P_i et P_c les impulsions du faisceau et de la cible, E_i et E_c leur énergie respective, $\theta_c = (\vec{P}_i , \vec{P}_c)$

.../...

En négligeant 1 devant le premier terme de cette expression et en remarquant que $\cos\theta_c = -\cos\theta_s$, le facteur de flux devient :

$$F = \frac{P_i}{m_i} \frac{E_c}{m_c} (1 + \beta_s \cos\theta_s)$$

qui représente bien une variation linéaire en fonction du cosinus de l'angle θ_s du proton spectateur avec le faisceau incident.

Nous avons calculé la pente moyenne obtenue avec la distribution du HULTHEN dans différents domaines de variation de l'impulsion du proton spectateur :

$$\langle\beta\rangle = \int_{P_1}^{P_2} \beta_s \, p^2 \, \Phi^2(p) \, . \, dp$$

et nous avons obtenu les résultats suivants pour la distribution $f(\cos\theta_s)$

P_1 (Gev/c)	P_2	$f(\cos\theta_s) = 1 + \beta_s \cos\theta_s$
0 < P_s	300	$1 + .086 \cos\theta_s$
0 < P_s	500	$1 + .0905 \cos\theta_s$
0 < P_s	1 000	$1 + .0915 \cos\theta_s$
0.080 < P_s	300	$1 + .141 \cos\theta_s$ (2)
0.080 < P_s	500	$1 + .149 \cos\theta_s$
0.080 < P_s	1 000	$1 + .151 \cos\theta_s$ (1)
0.085 < P_s	300	$1 + .147 \cos\theta_s$
0.085 < P_s	500	$1 + .156 \cos\theta_s$
0.085 < P_s	1.000	$1 + .158 \cos\theta_s$

Nous avons utilisé les fonctions encadrées pour les distributions de la figure 5 respectivement avant (1) et après (2) la coupure en impulsion du proton spectateur.

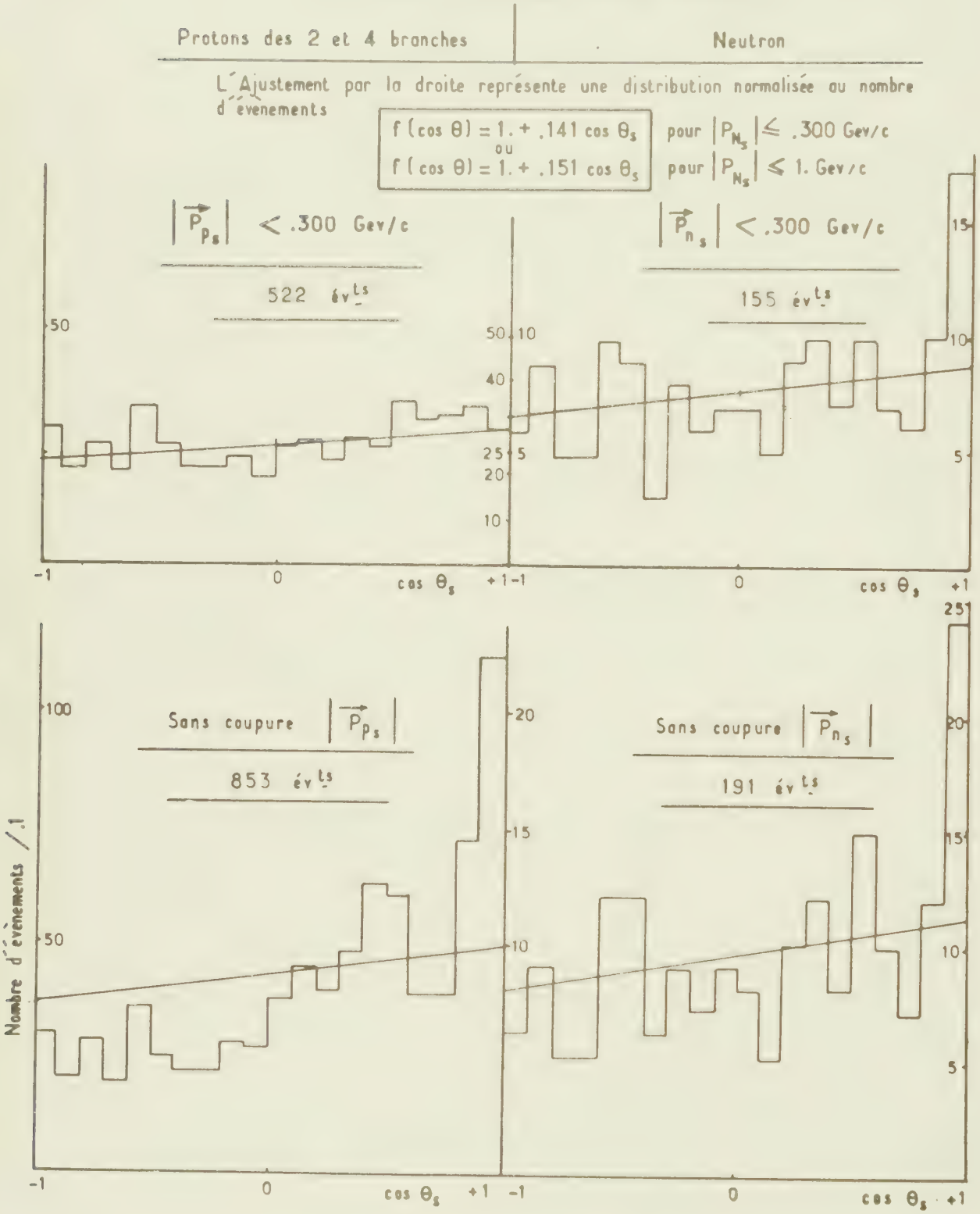
Bien que la pente donnée par le calcul correspondant à la distribution (1) soit plus importante, nous constatons que la distribution des événements pour lesquels l'impulsion est inférieure à .300 Gev/c est mieux décrite par la variation linéaire en $\cos\theta_s$ qui lui correspond.

En définitive , nous avons choisi cette valeur comme limite supérieure de l'impulsion du nucléon spectateur dans notre expérience.

../...

Fig. 5

Distribution angulaire du nucléon spectateur



Remarques :

- 1°/ La coupure de l'impulsion du proton-spectateur à .300 Gev/c entraîne une variation de l'énergie dans le centre de masse comprise entre 2.78 et 3.72 Gev, ce qui correspondrait, dans une interaction πN pour laquelle le nucléon serait au repos, à une impulsion P_{lab} comprise entre 3.7 et 6.9 Gev/c.

Or, les sections efficaces ne sont pas constantes dans ce large domaine de variation de l'impulsion du faisceau incident, ainsi que l'on peut le constater sur les courbes de la figure 6, et l'on pourrait penser à priori que l'effet expérimental que nous venons d'attribuer au mouvement de la cible ne serait dû en fait qu'à une grande variation de la section efficace qui augmente pour les réactions globales (Fig. 6(D)

Cette dernière hypothèse n'est pas correcte si l'on étudie la distribution de l'énergie dans le centre de masse - ou, ce qui revient au même - de l'impulsion P_{lab} du faisceau équivalent de méson interagissant avec une cible au repos. La figure 2 (c) permet, en effet, de constater que 70 % des évènements ont une impulsion équivalente comprise entre 4.83 et 5.44 Gev/c et surtout que 97 % appartiennent à la région 4.4-5.84 Gev/c.

En conséquence, la section efficace effectivement observée sera telle que :

$$\sigma_{obs} \int \sigma(P) \frac{dN}{dP} dP \quad \sigma_{eff}(P_{lab} \simeq 5.1 \text{ Gev/c})$$

dans la mesure où les variations des sections efficaces sont assez faibles pour des interactions πp dont l'impulsion est comprise entre 4.4 et 5.8 Gev/c.

- 2°/ Nous n'avons étudié, jusqu'à présent que l'angle entre le méson π^+ incident et le proton-spectateur. Afin de vérifier que des protons-spectateurs n'ont pas été manqués par suite d'un biais d'observation au dépouillement, on peut considérer l'angle ϕ mesuré dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau incident, entre la projection de l'impulsion du proton-spectateur et un axe quelconque pris comme origine dans ce plan (que nous choisirons comme étant Oz perpendiculaire au plan d'observation).

Cet angle étant indépendant de l'impulsion relative de la cible par rapport au faisceau incident, devrait présenter une distribution isotrope.

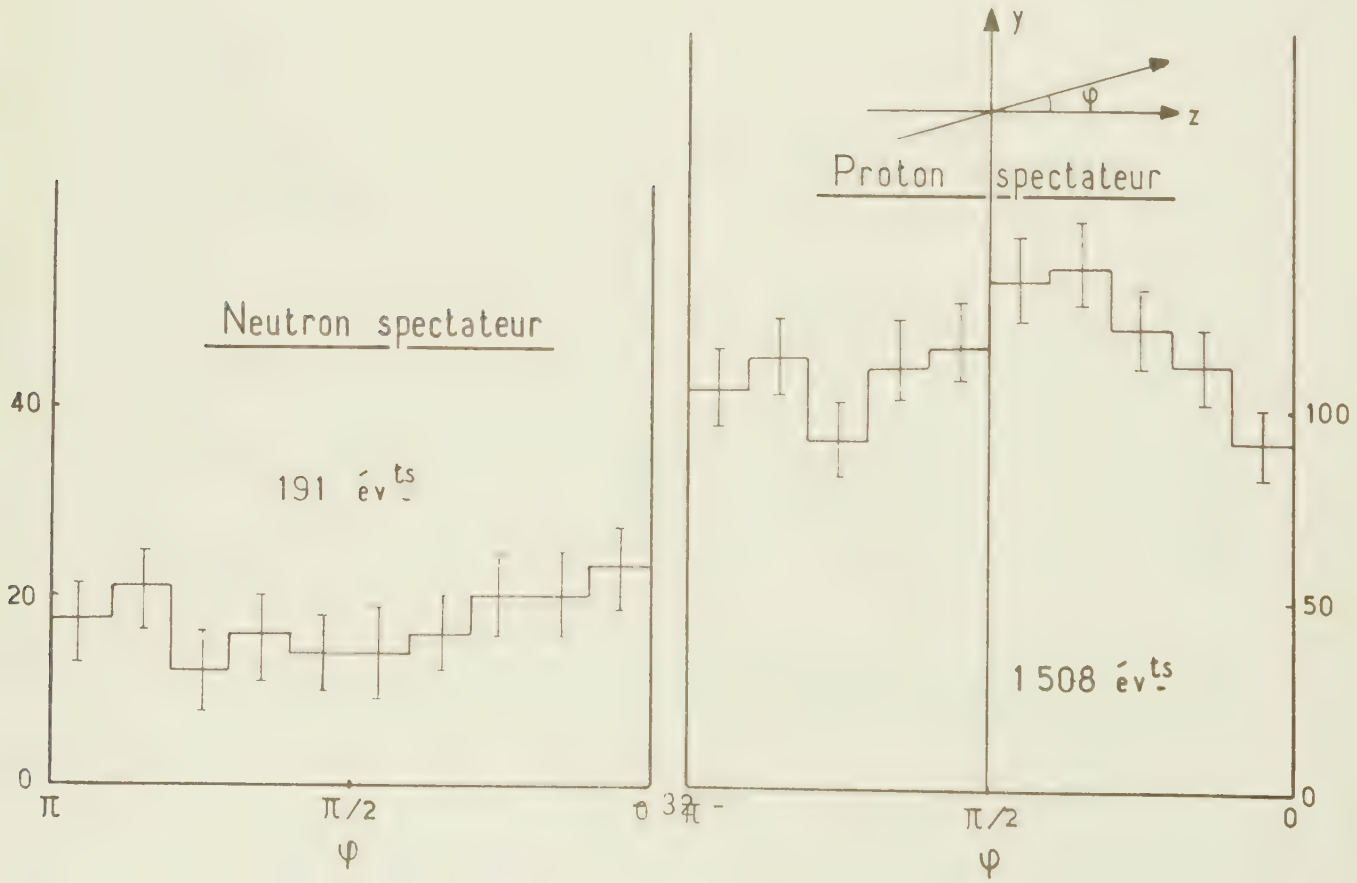
.../...

La figure ci-dessous montre que, si tel est à peu près le cas pour le neutron-spectateur lorsque l'on tient compte des incertitudes statistiques, il n'en est pas tout à fait de même en ce qui concerne le proton-spectateur des 2 et 4 branches.

- pour les valeurs 0 et π de l'angle ϕ , une explication simple peut être donnée dans la mesure où il s'agit de la direction perpendiculaire au plan d'observation : des protons courts émis dans cette direction ont très aisément pu être manqués.

- l'assymétrie arrière-avant (7,5 %) par rapport au plan d'observation peut être expliquée par l'éclairage différent des traces selon qu'elles sont émises vers l'avant ou vers l'arrière

De toutes façons, ces évènements "manqués" ont été classés 1 branche et 3 branches et, par conséquent, mesurés.



2) Section efficace expérimentale et correction de GLAUBER

A/ Détermination de la section efficace par événement dans les interactions $\pi^+ d$ de notre expérience

D'une manière générale, la section efficace est définie par :

$$\sigma = \frac{\text{nombre d'intéractions/atomes}}{\text{flux incident}}$$

$$\frac{N \; M}{2 \rho N_0 L}$$

Si
- N est le nombre d'interactions
- M est la masse molaire du deuterium = 4.02 gm/mole
- ρ est la densité du deuterium liquide (0 .139 g/cm^3)
- N_0 est le nombre d'Avogadro = (6.0225 x 10^{23} /mole)
- L = la longueur totale des traces du faisceau

Dans cette expérience, $L = 40,2 \times 10^6$ cm pour 100 000 clichés.

La section efficace par évènement est $\frac{\sigma}{N} = \frac{M}{2 \rho N_0 L}$
ce qui correspond à une section efficace de 0.58 µb / évènement pour notre expérience.

B/ Correction de GLAUBER de l'effet d'ombre :

Par symétrie de charge, on a $\sigma(\pi^+ n) = \sigma(\pi^- p)$

A 5 Gev/c , du fait que $\sigma(\pi^- p) = (29.106 \pm 0.10)$mb
et $\sigma(\pi^+ p) = (26.669 \pm 0.010)$ mb(Ref. 13)

.../...

on devrait s'attendre à :

$$\sigma_{th} = \sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p) = (55.775 \pm 0.016)\ \text{mb}$$

Or, une mesure de la section efficace totale $\pi^+ d$ effectuée entre 6 et 20 Gev/c a donné une valeur $\sigma_{exp} \sim 54$ mb en extrapolant les résultats à notre énergie.

Il existe une différence entre la valeur expérimentale réelle et la valeur attendue, expliquée par GLAUBER : (Ref. 14) du fait de la présence des protons, le nombre effectif de cible-neutrons est inférieur au nombre réel de neutrons. GLAUBER a appelé "effet d'ombre" ce fait expérimental et il a calculé la correction à apporter à la valeur $(\sigma_p + \sigma_n)$ attendue :

$$\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n - \frac{\langle r^{-2} \rangle \sigma_p \sigma_n}{4\pi}$$

où σ_d, et σ_p, σ_n sont les sections efficaces totales sur le deutérium, le proton et le neutron respectivement.

$\langle r^{-2} \rangle$ est la valeur moyenne du carré de l'inverse de la distance des 2 neucléons dans le deutérium.

Pour comparer nos résultats $\pi^+ n$ à ceux obtenus dans des réactions $\pi^- p$ à la même énergie, nous devons donc tenir compte d'un facteur correctif si nous voulons évaluer le nombre réel d'intéractions qui se seraient produites sur une cible de neutrons libres:

$$f_G = \frac{N_{\text{théorique}}}{N_{\text{expérimental}}} = \frac{\sigma_p + \sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n - \frac{\langle r^{-2} \rangle \sigma_p \sigma_n}{4\pi}}$$

soit : $$f_G = 1 - \frac{\langle r^{-2} \rangle \sigma_p \sigma_n}{4\pi(\sigma_p + \sigma_n)}$$

.../...

Pour $\langle r^{-2} \rangle$, différentes valeurs expérimentales et théoriques pourraient être employées :

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0239 \pm .0014)\ mb^{-1}$ a été obtenu dans la mesure des sections efficaces totales πp et πd entre 2.6 et 5.8 Gev/c. (Ref. 15)

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0273)\ mb^{-1}$ lorsque la fonction d'onde du deuton a été choisie comme solution de l'équation de Schrödinger avec pour le potentiel, une somme de potentiels central, tenseur, linéaire et quadratique assez complexe. (Ref. 16)

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0280 \pm .0033)\ mb^{-1}$ d'après des résultats expérimentaux concernant σ_{nd}, σ_{np} ainsi que σ_{nn}, déduites des déphasages $p.p$ par symétrie de charge dans le domaine d'énergie 45 Mev - 120 Mev. (Ref. 17).

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0336)\ mb^{-1}$ lorsque la fonction d'onde du deuton est celle donnée par GARTENHAUS (Ref. 18) pour laquelle MORAVSCSIK (Ref. 8) a adopté l'approximation de la partie S

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0423 \pm .0030)\ mb^{-1}$ a été déduite des mesures expérimentales des sections efficaces totales πp et πd entre 6 Gev/c et 20 Gev/c (Ref. 19).

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0610)\ mb^{-1}$, lorsque la fonction d'onde adoptée est celle donnée par HULTHEN (Ref. 3) où les paramètres sont ceux que MORAVCSIK (Ref. 8) a déduit de l'ajustement de la partie d'onde S de la fonction de GARTENHAUS (Ref. 18)

En ce qui concerne notre expérience, nous avons choisi la valeur intermédiaire :

- $\langle r^{-2} \rangle = (.0336)\ mb^{-1}$ (Ref. 8 et 18) et avons trouvé pour le facteur correctif qui tient compte de l'effet d'ombre :

$$\boxed{f_G = 1.040 \pm 0.002}$$

(en négligeant l'erreur sur $\langle r^{-2} \rangle$)

.../...

3) Interactions dues à la contamination du faisceau :

La contamination du faisceau en méson K^+ a été déterminée au moment de l'expérience par des compteurs CERENKOV et estimée à 1/100.

Elle correspond à une section efficace de 60µb/événement K^+n pour notre expérience.

Par ailleurs, la section efficace totale K^+d à 5 Gev/c est d'environ 33 mb, compte tenu des sections efficaces $\sigma_{tot}(K^+p)$ et $\sigma_{tot}(K^+n)$ (Ref. 19) et l'on devrait observer la production d'environ 600 événements dus à des interactions K^+d, susceptibles de polluer le lot dont nous disposons.

En fait, le tableau, ci-dessous, présente les différents canaux des réactions K^+d qui pourraient, par un biais cinématique, c'est-à-dire pour une impulsion de méson π^+ ou K^+ 1 Gev/c, être interprétées et classées comme résultant d'interactions π^+n.

réaction K^+d	Section efficace (mb)	Références	Nombre maximum d'événements observables	Réactions π^+d susceptibles d'être contaminées	Evts π^+d
$K^+d \to K_1^\circ pn\,\pi^+$	≃2.000	(20a)	≦ 8	$\pi^+d \to K_1^\circ K^+pn$	36
$K^+d \to K_1^\circ pn\,\pi^+\,\pi^+\,\pi^-$	≦ .300	(20c)	≦ 3	$\pi^+d \to K_1^\circ K^+pn\,\pi^+\,\pi^+$	75
$K^+d \to K_1^\circ pp$	≦ .100	(21)	≦ 1	$\pi^+d \to K_1^\circ(K^\circ)pp$	34
$K^+d \to K_1^\circ pp\,\pi^\circ$	1.000	(20a)	≦ 4		
$K^+d \to K_1^\circ pp\,\pi^+\,\pi^-$	≃1.500	(20b)	≦ 5	$\pi^+d \to K_1^\circ K^+pp\,\pi^-$	58
$K^+d \to K_1^\circ pp\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^\circ$	1.100 ± 100	(20d)	≦ 4	$\pi^+d \to K_1^\circ K^+pp\,\pi^-\pi^\circ$ $\pi^+d \to K_1^\circ K^\circ pp\,\pi^+\pi^-$	35 34

Etant donné que nous n'avons pas conservé, pour l'étude que nous avons faite, les réactions dans lesquelles la seule particule étrange observée était un méson K^+, les seules hypothèses des interactions K^+d considérées sont signées par la présence d'un méson K_1°.

Aussi, compte tenu de la probabilité de désintégration d'un méson K° en mode chargé (= 1/3, cf. § V ci-dessous), nous avons conclu que la contamination des résultats en ce qui concerne nos événements est tout à fait négligeable.

.../...

II - COUPURES ET CORRECTIONS AU DEPOUILLEMENT ET A L'IDENTIFICATION DES EVENEMENTS -

Ces corrections peuvent être classées en 3 catégories :

- mauvaise classification quant à la topologie,
- corrections dues aux conditions expérimentales,
- corrections tenant compte d'événements non observés lors du dépouillement.

1) Les erreurs de topologie sont dues au fait que certaines catégories d'événements sont plus difficiles à observer que d'autres.

a) Les événements dont la particule étrange V° ou $V^{\pm}$ est située à une faible distance projetée de l'apex de production:

- la distribution du temps de vol de ces particules en coordonnées logarithmiques a montré que la probabilité de les classer avec une topologie non étrange est élevée pour les V° situés trop près de l'apex de production.

Pour notre analyse, nous n'avons utilisé que les V° dont l'apex de désintégration est situé à une distance projetée < 3 mm, et leur nombre a été corrigé en conséquence (§ IV ci-dessous)

b) La cinématique de désintégration des $\Sigma^+ \to p\ \pi^\circ$ nous a obligé à n'utiliser, pour les calculs de section efficaces, que les $\Sigma^+ \to n\ \pi^+$, et à multiplier par 2 le résultat, puisque le rapport de branchement $\Sigma^+ \to p\ \pi^\circ / \Sigma^+ \to n\ \pi^+$ doit être trouvé égal à 1 (Ref. 5)

En effet , la distribution angulaire dans le système de la particule étrange au repos doit être isotrope.

En ce qui concerne les $\Sigma^+ \to n\ \pi^+$, nous avons constaté que cette dernière hypothèse était correctement vérifiée par l'expérience.

Par contre, la distribution des événements $\Sigma^+ \to p\ \pi^\circ$ laisse apparaître un manque d'événements pour de faibles valeurs de l'angle de désintégration (<10° dans le système du laboratoire.)

Ce biais d'observation est aisément explicable par la cinématique de désintégration d'un baryon, dans laquelle c'est essentiellement le baryon secondaire qui "emporte" l'impulsion initiale.

.../...

Or, plus les impulsions du Σ^+ et du proton de désintégration sont voisines, plus est faible l'angle de désintégration entre ces particules et plus sont semblables les ionisations qui auraient pu permettre, pour des impulsions < 2 Gev/c, de les distinguer.

Par ailleurs, lorsque l'impulsion du Σ^+ est < .400 Gev/c non seulement la probabilité du Σ^+ d'avoir un parcours > 3 mm est très faible mais, de plus, la similitude des ionisations peut souvent laisser considérer la désintégration $\Sigma^+ \to p\,\pi^0$ comme une diffusion $p \to p$.

Le rapport de branchement $\Sigma^+ \to p\,\pi^0 \,/\, \Sigma^+ \to n\,\pi^+$ nous a permis d'évaluer globalement à 35 % la perte d'évènements $\Sigma^+ \to p\,\pi^0$

remarque :

C'est l'impossibilité de chiffrer avec précision le nombre d'événements $K^{\pm}$ produits, identifiés lors de l'ajustement cinématique à l'apex de désintégration, qui nous a obligé à abandonner cette catégorie de particules étranges :

- En effet, théoriquement , compte tenu de la vie moyenne des mésons $K^{\pm}$ ($\tau = 1.235 \times 10^{-8}$ s. (Ref. 5)) et des dimensions de la cible CBD (= 81 cm), la probabilité de leurs désintégration à l'intérieur de la chambre de deutérium est faible. Néanmoins, une distribution du temps de vol des particules qui ont été observées aurait pu permettre d'évaluer les pertes.

La seule objection à cette méthode aurait pu être un biais systématique introduit dans les distributions concernant les événements identifiés par l'ionisation du $K^{\pm}$ (puisque produits avec des impulsions appartenant à la même région de l'espace de phase).

Cependant, le fait de disposer d'une cible de deutérium peut introduire des biais supplémentaires dans un lot d'événements identifiés $K^{\pm}$:

En effet, à partir de 800 Mev/c, le méson $K^{\pm}$ n'est plus reconnaissable par l'ionisation et n'est que très difficilement mesurable : la particule étrange doit être identifiée à partir de la trace secondaire et de l'angle à la désintégration.

Or, l'expérience a montré que le nombre d'évènements identifiés K^+ par cette méthode était très supérieur au nombre attendu d'après un calcul effectué à partir de sections efficaces, compte tenu de leur vie moyenne.

En conséquence, une contamination possible a été attribuée à des diffusions sur neutron dans lesquelles le proton spectateur trop court n'a pas été observé, et le lot de particules étranges $K^{\pm}$ identifiées par leur seul produit de désintégration n'a , par conséquent, pas été utilisé.

.../...

2) Corrections et coupures dûes aux conditions expérimentales.

- a) Du fait que la direction de visée des caméras est perpendiculaire au plan d'observation, des V° produits parallèlement à cet axe et dont l'angle de désintégration est suffisamment faible, peuvent être "manqués" lors du dépouillement. Afin de mettre en évidence ce biais dû aux conditions d'expérimentation, nous avons utilisé la distribution :

$$\cos \nabla = \frac{(\vec{z} \wedge \vec{P}_o) \cdot (\vec{P}_o \wedge \vec{P}_1)}{|\vec{z} \wedge \vec{P}_o| \cdot |\vec{P}_o \wedge \vec{P}_1|}$$

où $\vec{P}_o$ et $\vec{P}_1$ sont respectivement l'impulsion du V° et de l'une des traces des particules produites à sa désintégration,

- $\vec{z}$ est un vecteur unitaire le long de l'axe parallèle à la direction de visée des caméras.

Cette quantité qui mesure l'isotropie de l'angle formée par la normale au plan de désintégration avec la direction de l'impulsion du V° ne devrait pas être plate si un biais existait dans la direction de V° selon certaine direction privilégiée.

Pour notre expérience, cette distribution est compatible avec l'isotropie et nous n'avons, par conséquent, pas eu à effectuer de corrections.

- b) Afin de disposer d'un faisceau aussi monochromatique que possible, une coupure en angle de profondeur λ et azimut ϕ a été adoptée, identique à celle de nos précédentes études (Ref. 1 , 22 , 23 et 40)

$$-0.044 < \lambda < 0.044 \text{ radians}$$

$$-0.088 < \phi < 0.088 \text{ radians}$$

- c) Du fait que les traces énergétiques, pour être mesurées, doivent avoir une longueur suffisante et que les évènements entachés d'erreurs sont plus facilement ambigus, le volume fiduciel - déjà fixé - lors du dépouillement a été maintenu lors de sa mesure.

Sa longueur est $L = (36.5 \pm 0.5 \text{ cm})$

Le volume fiduciel de désintégration n'a été choisi que très légèrement supérieur afin de tenir compte d'une longueur de traces suffisante pour la précision de la mesure.

Le nombre d'évènements observés sera corrigé en tenant compte de sa valeur et de la vie moyenne des particules . (cf. V 5)

.../...

3) Détermination de l'efficacité du dépouillement -

Un certain nombre d'événements ont été manqués purement et simplement lors d'un premier dépouillement et détectés lors d'un second qui a été effectué pour 25 films seulement.

Ce fait ne s'explique pas seulement en raison de la difficulté technique présentée par certains évènements (1 B/V^{+}, par exemple) comparés à d'autres (4 B/V°) car des évènements de cette deuxième catégorie ont aussi été manqués. Les corrections à déterminer doivent donc tenir compte des résultats obtenus lors du double dépouillement des 25 films.

Si - P_1 est la probabilité de trouver et d'assigner correctement l'évènement au dépouillement 1

- P_2 est la probabilité de trouver et d'assigner correctement l'évènement au dépouillement 2

- NT_1 est le nombre total d'évènements observés au dépouillement 1

- NT_2 est le nombre total d'évènements observés au dépouillement 2

- N_{TB} est le nombre total de bons évènements,

les nombres de bons évènements du dépouillement 1(2) non trouvés dans le dépouillement 2 (1) sont respectivement :

$$N_1 = P_1 (1 - P_2) N_{TB}$$

et $$N_2 = P_2 (1 - P_2) N_{TB}$$

Les nombres totaux de bons évènements dans chaque dépouillement deviennent alors :

$$NT_1 = P_1 N_{TB}$$

et $$NT_2 = P_2 N_{TB}$$

On en déduit les probabilités :

$$P_1 = 1 - \frac{N_2}{NT_2}$$

et $$P_2 = 1 - \frac{N_1}{NT_1}$$

.../...

Si l'on appelle N_{12} le nombre de bons évènements communs aux dépouillements 1 et 2 , on peut encore écrire :

$$P_1 = \frac{N_{12}}{NT_2} \qquad P_2 = \frac{N_{12}}{NT_1}$$

avec :

$$\frac{\delta P_1}{P_1} = \frac{\delta P_2}{P_2} = \sqrt{\frac{1}{NT_1} + \frac{1}{N_{12}}}$$

Les chiffres obtenus pour un dépouillement de 25 films figurent dans le tableau suivant :

	NT_1	NT_2	N_{12}	P_1 (%)	P_2 (%)	N_{TB}	$P \pm \delta P$
V° (Λ° , K°)	464	477	425	89.0 $\pm$6.2	91.65 $\pm$6.4	521	(90 $\pm$ 7)%
$V^\pm$ (Σ^+, Σ^-)*	117	131	103	78.7 $\pm$12	88.0 $\pm$12	149	(80 $\pm$12)%

(*) Le nombre d'évènements appartenant à cette catégorie ayant été trouvé trop faible sur 25 films, le dépouillement , pour ce seul type d'évènements, a été refait sur 35 films, ce qui explique sa probabilité plus élevée par rapport à celle obtenue dans un dépouillement général.

III - CORRECTIONS DE MESURE :

Un certain nombre d'évènements ont été classés non mesurables, soit avant la mesure, soit après la remesure.

Une méthode statistique a été utilisée pour leur juste répartition dans les différentes catégories concernées : $\Lambda^\circ K$ et $K\bar{K}$ pour les V° , $\Sigma^\pm K$ pour les $V^\pm$.

.../...

IV - CORRECTIONS DUES A LA VIE MOYENNE DES PARTICULES ETRANGES:

Elles sont introduites pour tenir compte de ce que les particules étranges, étant donné leur vie moyenne, ne peuvent se désintégrer toutes à l'intérieur du volume où l'on souhaite les observer.

Si $-L$ représente la longueur potentielle (égale à la distance mesurée le long de la ligne de vol du V°, entre l'apex de production et le bord de ce volume),

- ℓ est la longueur minimum de désintégration,
- τ est la vie moyenne du V° d'impulsion P et de masse M,
- c est la vitesse de la lumière,

le parcours moyen du V° sera $\lambda = P \tau c/M$,

et le facteur correctif :

$$f_w^D = \frac{1}{e^{-\ell/\lambda} - e^{-L/\lambda}}$$

En ce qui concerne notre expérience, nous avons déjà précisé les raisons de notre choix concernant le volume fiduciel de désintégration. Dans ces conditions, les poids sont légèrement supérieurs à 1.

Pour notre laboratoire, nous obtenons les valeurs moyennes :

$f_w^{\Lambda^\circ} = 1.17$ $\qquad$ $f_w^{K^\circ} = 1.14$ $\qquad$ $f_w^{\pi^-} = 1.13$ $\qquad$ $f_w^{\Sigma^-} = 1.22$

Ce sont ces facteurs qui ont été utilisés, avec nos résultats, pour le calcul des sections efficaces.

Par ailleurs, la distribution en coordonnés semi-logarithmiques de la quantité (L/P) dont la pente est proportionnelle à la vie moyenne de la particule étrange, a donné pour résultats des valeurs compatibles avec les valeurs "mondiales". (Ref. 5)

.../...

TABLEAU III

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

Résumé des facteurs correctifs

Coupure du Proton - Spectateur à 300 Mev/c	$f^{S}_{w} = 1.2$
Correction de GLAUBER :	$f^{G}_{w} = 1.04$
Correction de l'efficacité au dépouillement :	1.1 pour Λ° et K° 1.25 " $\Sigma^{\pm}$
Correction due à la vie moyenne :	$f^{\Lambda^{\circ}}_{w} = 1.17$ $\quad f^{K^{\circ}}_{w} = 1.14$ $f^{\Sigma^{+}}_{w} = 1.13$ $\quad f^{\Sigma^{-}}_{w} = 1.22$
Correction dûe à la désintégration possible en mode neutre :	cf. Tableau IV
Section efficace par événement pour notre laboratoire :	0.58 μb

.../...

TABLEAU IV

CALCUL DU NOMBRE TOTAL D'EVENEMENTS PAR REACTION

Hypothèse	Réaction	Relations	Nombre d'événements produits
$K^\circ \to \frac{1}{3} K_1^\circ$ observable $K^\circ \to \frac{1}{6} K_1^\circ$ non observable $K^\circ \to \frac{1}{2} K_2^\circ$ non observable	$K^\circ \bar{K}^\circ$	$(f_w^{K^\circ})^2 \cdot N^{obs}_{K_1^\circ K_1^\circ} = \frac{1}{9} N^{tot}_{K^\circ \bar{K}^\circ}$	$N^{tot}_{K^\circ \bar{K}^\circ} = 9 (f_w^{K^\circ})^2 N^{obs}_{K_1^\circ K_1^\circ}$ $N^{tot}_{K_1^\circ K_1^\circ} = \frac{1}{4} \cdot N^{tot}_{K^\circ \bar{K}^\circ}$ $N^{tot}_{K_1^\circ K_2^\circ} = \frac{1}{2} N^{tot}_{K^\circ \bar{K}^\circ}$
	$K_1^\circ K^+$	$f_w^{K^\circ} \cdot N^{obs}_{K_1^\circ K^+} = \frac{1}{3} N^{tot}_{K^\circ K^+}$	$N^{tot}_{K_1^\circ K^+} = 3 f_w^{K^\circ} N^{obs}_{K_1^\circ K^+}$
$\Lambda^\circ \to \frac{2}{3} (p \pi^-)$ $\Lambda^\circ \to \frac{1}{3} (n \pi^\circ)$	$\Lambda^\circ K^\circ$	$f_w^{\Lambda^\circ} \cdot N^{obs}_{\Lambda^\circ (K^\circ)} = \frac{2}{3} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} (1 - \frac{1}{f_w^{K^\circ}}) N^{tot}_{\Lambda^\circ K^\circ}$ $f_w^{\Lambda^\circ} f_w^{K^\circ} N^{obs}_{\Lambda^\circ K^\circ} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot N^{tot}_{\Lambda^\circ K^\circ}$	$N^{tot}_{\Lambda^\circ K^\circ} = \frac{1}{2} f_w^{\Lambda^\circ} \cdot f_w^{K^\circ} N^{obs}_{\Lambda^\circ K^\circ}$
	$\Lambda^\circ K^+$	$f_w^{\Lambda^\circ} \cdot N^{obs}_{\Lambda^\circ K^+} = \frac{2}{3} \cdot N^{tot}_{\Lambda^\circ K^+}$	$N^{tot}_{\Lambda^\circ K^+} = \frac{3}{2} f_w^{\Lambda^\circ} N^{obs}_{\Lambda^\circ K^+}$
$\Sigma \to \frac{1}{2} (p \pi^\circ)$ $\Sigma \to \frac{1}{2} (n \pi^+)$	$\Sigma^+ K^\circ$	$f_w^{\Sigma^+} N^{obs}_{n (K^\circ)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} (1 - \frac{1}{f_w^{K^\circ}}) N^{tot}_{\Sigma^+ K^\circ}$	$N^{tot}_{\Sigma^+ K^\circ} = 2 \cdot 3 f_w^{\Sigma^+} \cdot f_w^{K^\circ} N^{obs}_{\Sigma n K^\circ}$

V - CORRECTIONS DUES AUX DIFFERENTS MODES DE DESINTEGRATION DES PARTICULES ETRANGES :

Les particules étranges possèdent plusieurs modes de désintégration dont certains ne peuvent être observés dans la cible de deutérium, par suite soit d'une désintégration en mode neutre, soit de la durée de vie trop longue de ces particules.

Les rapports de branchement de désintégration utilisés figurent entre parenthèses : (Ref. 5)

$$\Lambda^0 \rightarrow \begin{cases} \rightarrow p\ \pi^- \ (\frac{2}{3}) \\ \rightarrow n\ \pi^0 \ (\frac{1}{3}) \end{cases} \qquad K^0 \begin{cases} \rightarrow K_1^0 \ (\frac{1}{2}) \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \pi^+ \pi^- \ (\frac{2}{3}) \\ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \ (\frac{1}{3}) \end{cases} \\ \rightarrow K_2^0 \ (\frac{1}{2}) \end{cases} \qquad \Sigma^+ \rightarrow \begin{cases} \rightarrow p\ \pi^0 \ (\frac{1}{2}) \\ \rightarrow n\ \pi^+ \ (\frac{1}{2}) \end{cases}$$

Lorsque les 2 particules étranges d'une réaction ont plusieurs modes de désintégration, la méthode qui tient compte de ces nombres avec les facteurs f_W^D définis précédemment, consiste, pour chaque réaction, à multiplier la probabilité d'observer (ou de ne pas observer) une particule, par la probabilité d'observer (ou de ne pas observer) l'autre particule étrange.

Le tableau IV, ci-contre, résume les différents facteurs correctifs tels qu'ils devraient être utilisés pour les paires données de particules étranges.

Remarque :

En réalité, dans une réaction Λ° (K°) ou une réaction K_1° (K°), le facteur correctif dû aux rapports de branchement des 2 V° est légèrement différent de celui indiqué:

- il faut, en effet, tenir compte de ce que le V° peut ne pas être observé soit parce qu'il s'est désintégré en mode neutre, soit parce que son temps de vol est supérieur au temps de traversée de la chambre.

Si $f_W^{(1)}$ et $f_B^{(1)}$ sont les facteurs correctifs qui tiennent respectivement compte de la vie moyenne et du rapport de désintégration en mode chargé pour le V_1° observé,

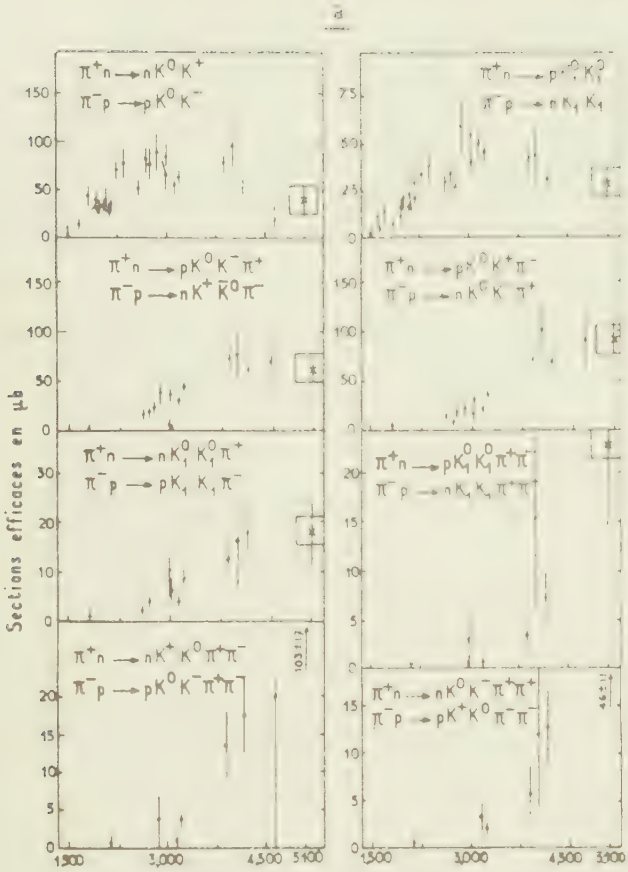
et si $f_W^{(2)}$ et $f_B^{(2)}$ représentent ces mêmes quantités pour le second V° s'il était observé, $f_N^{(2)}$ représentant le rapport de branchement de désintégration en mode neutre,

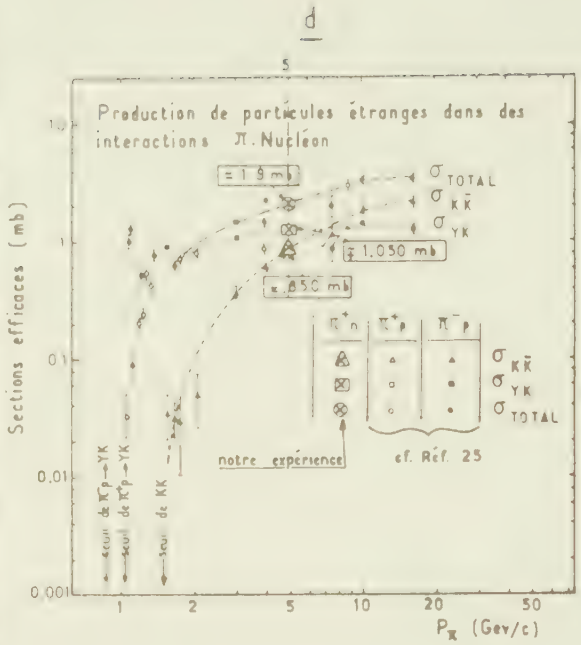
- le nombre total d'événements produits, lorsque celui des événements observés est $N^{obs}_{V_1^\circ (V_2^\circ)}$, sera $N^{tot.}_{V_1^\circ V_2^\circ}$ tel que :

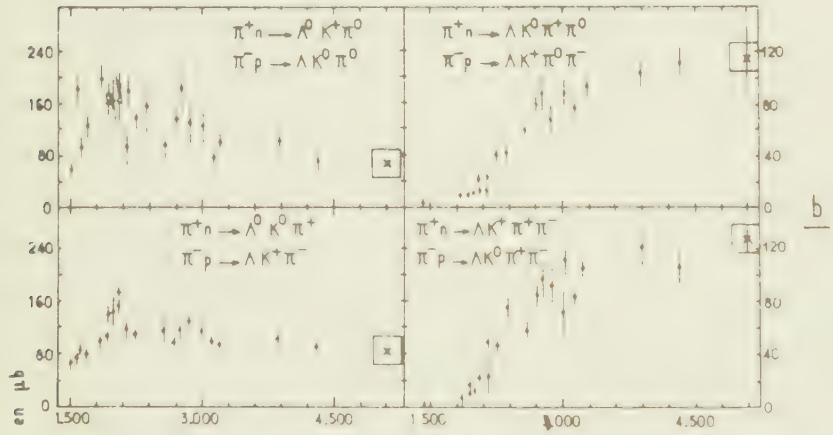
$$\boxed{f_W^{(1)}\ N^{obs}_{V_1^\circ V_2^\circ} = f_B^{(1)} \left[f_N^{(2)} + \left(1 - \frac{1}{f_W^{(2)}}\right) f_B^{(2)} \right] N^{tot}_{V_1^\circ V_2^\circ}}$$

.../...

Fig 5







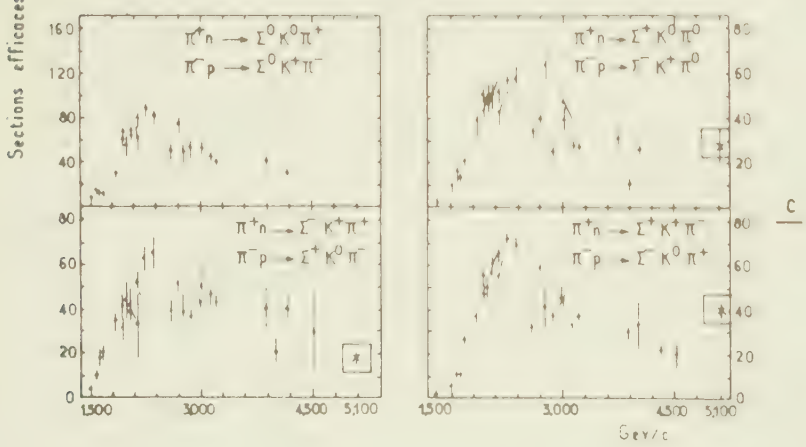


Fig. a-b-c :

· cf. Réf. 24

[x] notre expérience

En ce qui concerne les événements $K^\circ \bar{K}^\circ$, leur nombre peut être obtenu à partir du nombre d'événements $K_1^\circ K_1^\circ$ et il n'a pas été nécessaire d'utiliser cette formule.

Par contre, pour les réactions Λ° (K°), le terme correctif $\left(1 - \frac{1}{f_w(2)}\right) f_B(2)$, apporte une modification de 5 % au nombre d'événements, du même ordre de grandeur que le facteur d'ombre de GLAUBER. Il en a été tenu compte dans le calcul des sections efficaces.

VI - RESULTATS -

Les différents facteurs correctifs des tableaux III et IV ont permis de calculer les sections efficaces (Tableau V).

A partir des résultats obtenus dans d'autres expériences $\pi^- p$ (cf. Ref. 24), les figures, ci-contre, ont été dessinée : elles permettent d'observer la variation de la section efficace totale de réactions à 2, 3 et 4 corps pour notre expérience et dans le canal symétrique de charge.

La figure 6 (D) montre la variation des sections efficaces totales (Ref. 25) de production de particules étranges dans des interactions $\pi^\pm p$.

Nos valeurs semblent en bon accord avec celles que l'on obtiendrait par l'extrapolation à 5.1 Gev/c de la courbe qui joint les points expérimentaux à plus basse énergie.

Remarquons que, seules les sections efficaces des réactions à 4 corps semblent augmenter encore avec l'énergie , surtout les réactions dans lesquelles une paire $K\bar{K}$ est observée, puisque les valeurs obtenues dans notre expérience pour 2 de ces réactions sont 4 à 5 fois supérieures à celles qui sont observées à 4 Gev/c.

Nous présenterons les résultats concernant les réactions à 3 et 4 corps dans lesquelles une paire $K\bar{K}$ est produite : elles correspondent à 60 % de l'ensemble de ces événements.

Puis l'étude des réactions dans lesquelles on observe une paire YK de particules étranges nous permettra d'étudier, dispersés en quelques réactions seulement, 40 % de l'ensemble de ces événements.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

.../...

TABLEAU V

SECTIONS EFFICACES TOTALES

	Réactions $K\bar{K}$		nb évts hist	nbre évts total	section efficace (μb)
3 CORPS	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1$	(p_s)	94	94	112 ± 27 $(K^{\circ}K^{\circ})$
	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1$	(p_s)	20	20	28 ± 9 $(K^{\circ}K^{\circ})$
	$n\ K^{+} K^{\circ}_1$	(p_s)	181	94	87 ± 18
	$p\ K^{+} K^{\circ}_1$	(n_s)		87	95 ± 16
4 CORPS	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{\circ}$	(p_s)	14	14	13.4 ± 5.0
	$n\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{+}$	(p_s)	46	46	18 ± 6
	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{+}$	(n_s)			
	$p\ K^{+} K^{\circ}_1 \pi^{-}$	(p_s)	82	69	92 ± 16
	$p\ K^{-} K^{\circ}_1 \pi^{+}$	(p_s)	77	58	65 ± 13
5 CORPS	$p\ K^{\circ}_1(K^{\circ}) \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		73	93 ± 16
	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		4	23 ± 8
	$p\ K^{+} K^{\circ}_1 \pi^{-} \pi^{\circ}$	(p_s)		49	18 ± 5
	$n\ K^{+} K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		66	103 ± 17
	$p\ K^{+} K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{-}$	(n_s)		51	19 ± 5
	$p\ K^{-} K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{\circ}$	(p_s)		34	13 ± 4
	$n\ K^{-} K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{+}$	(p_s)		40	46 ± 11
	$p\ K^{-} K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{+}$	(n_s)		26	10 ± 2
6 CORPS	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$	(p_s)		5	38 ± 17
	$n\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		6	46 ± 19
	$p\ K^{\circ}_1 K^{\circ}_1 \pi^{+} \pi^{+} \pi^{-}$	(n_s)			
	Evts étudiés		514	458	318 μb (50 %)
	Total évts ajustés				600 μb
	Total évts (ajustés non ajustés)				850 μb

	Réactions YK		nbre évts hist	nbre évts total	section efficace (μb)
2 CORPS	$\Lambda^{\circ} K^{+}$	(p_s)	124	87	42.1 ± 4.2
	$\Sigma^{\circ} K^{+}$	(p_s)		48	23.2 ± 2.3
	$\Sigma^{+} K^{\circ}$	(p_s)	6	7	2.7 ± 1.1
3 CORPS	$\Lambda^{\circ} K^{+} \pi^{\circ}$	(p_s)	180	121	70 ± 6
	$\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ}) K^{\circ} \pi^{+}$	(p_s)	224	170 (K°) 34 ($\bar{K}^{\circ}$)	88 ± 9
	$\Sigma^{+} K^{+} \pi^{-}$	(p_s)	32	40	40 ± 8
	$\Sigma^{+} K^{\circ} \pi^{\circ}$	(p_s)	9	9	27 ± 9
	$\Sigma^{-} K^{+} \pi^{+}$	(p_s)	48	48	33 ± 5
4 CORPS	$\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ}) K^{+} \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		224	127 ± 11
	$\Lambda^{\circ} K^{\circ} \pi^{+} \pi^{\circ}$	(p_s)		38	115 ± 25
	$\Sigma^{+} K^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$	(p_s)		47	45 ± 7
	$\Sigma^{+} K^{\circ} \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		52	60 ± 14
	$\Sigma^{-} K^{+} \pi^{+} \pi^{\circ}$	(p_s)		45	44 ± 6
	$\Sigma^{-} K^{\circ} \pi^{+} \pi^{+}$	(p_s)		48	58 ± 13
5 CORPS	$\Lambda^{\circ} K^{+} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$	(p_s)		243	140 ± 15
	$\Lambda^{\circ}(\Sigma^{\circ}) K^{\circ} \pi^{+} \pi^{+} \pi^{-}$	(p_s)		182	123 ± 10
	$\Sigma^{+} K^{\circ} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$	(p_s)		9	30 ± 15
	$\Sigma^{-} K^{\circ} \pi^{+} \pi^{+} \pi^{\circ}$	(p_s)		8	25 ± 11
6 CORPS	$\Lambda^{\circ} K^{\circ} \pi^{+} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$	(p_s)			38 ± 16
	Evénements étudiés s/total		528	460 (K)	336 (40%)
	TOTAL 1161 $\Lambda^{\circ}(K^{\circ})$ K° (40%) 162 K^{+} (33%) 109 K^{-} (44%)				
	soit 40 % evts				336 μb
	Total évts ajustés				840 μb
	Total évts (ajustés non ajustés)				1050 μb

CHAPITRE III

RESULTATS CONCERNANT DES REACTIONS DANS LESQUELLES UNE PAIRE $K\bar{K}$ EST PRODUITE

Tous les spectres de masse correspondant à la combinaison de 2 ou 3 particules ont été analysés à partir des réactions $\pi^{+}N \rightarrow NK\bar{K}x\pi$ ($x = 0,1,2$) d'une manière systématique, afin de mettre en évidence la production de résonances.

Etant donné la faible statistique dont nous disposons, nous ne présenterons que les résultats concernant les réactions à 3 et 4 corps.

Nous étudierons d'abord les résonances qui se désintégrent en $K\bar{K}$:

- A partir des réactions $\pi^{-}d \rightarrow K^{-}K^{\circ}_{1}pn$ et $\pi^{+}n \rightarrow pK^{\circ}_{1}K^{\circ}_{1}$, nous avons analysé les spectres de masse $(K\bar{K})^{+}$ et $(K\bar{K})^{\circ}$, en montrant que les sections efficaces ou leur limite supérieure étaient tout à fait compatibles avec les résultats publiés à ce jour dans des expériences π Nucléon, concernant les réactions symétriques de charge.

- Nous traitons à part le cas particulier du A_2 que nous avons déjà étudié par ailleurs dans le mode ($\rho\pi$) neutre (Ref. 1 et 22) et chargé (Ref. 40), dont nous avons, par conséquent, déterminé les rapports de branchement de désintégration du A_2^{+} et A_2° :

$$A_2\ (K\bar{K})\ /\ A_2(\rho\pi) \text{ à } 5.1 \text{ Gev/c.}$$

En ce qui concerne les résonances ($K\bar{K}\pi$), l'analyse d'une manière générale est, dans les interactions π Nucléon, compliquée par le manque de statistiques :

- peu de résonances, se désintégrant dans ce mode, ont été mises en évidence, et nous étudierons surtout nos résultats en fonction de ceux qui ont déjà été publiés dans des expériences πN et surtout $p\bar{p}$ qui peuvent disposer de statistiques très supérieures aux nôtres.

.../...

I - ETUDE DES REACTIONS A 3 CORPS : $\pi^{\pm} d \to p_s p K^{\circ} K^{\circ}$ et $\pi^{\pm} d \to n p K^{\pm} K^{\circ}$

Ainsi que nous en avons présenté le projet, nous discuterons, lors de l'étude des spectres de masse $(K\bar{K})$, des différentes résonances susceptibles d'être observées dans notre expérience.

Les informations concernant le A_2 étant complexes et en pleine évolution, nous exposerons dans un paragraphe à part (§C ci-dessous) les résultats et la discussion.

Auparavant, nous donnerons une caractéristique générale de ces réactions en présentant les résultats concernant le moment de transfert.

A/ Nature périphérique des réactions $\pi^{\pm} n \to N K\bar{K}$

D'une manière générale, par réaction périphérique, nous voulons dire que la distribution expérimentale en moment de transfert t d'une particule ou d'un ensemble de particules, présente par rapport à l'espace de phase un très net regroupement pour les faibles valeurs de t, qu'il s'agisse d'une résonance ou du fond résonnant des particules.

Les figures 7a, 7b et 7c, illustrent bien ce phénomène : elles présentent les diagrammes de CHEW-LOW pour les réactions $\pi^{\pm} d \to K^{\pm} K^{\circ}_1 p n$ et $\pi^{\pm} n \to p K^{\circ}_1 K^{\circ}_{\pm}$ respectivement, avec les projections en moment de transfert du $\pi^{\pm}$ incident au groupe de particules $(K^{\circ} K^{\circ})$ et $(K^{\pm} K^{\circ})$.

De plus, en ce qui concerne les réactions qui devraient permettre d'observer des résonances mésoniques sans étrangeté dans ces réactions, on constate que la distribution en moment de transfert est plus périphérique encore pour le groupe neutre produit par échange de charge, que pour le groupe charge $(K\bar{K})^{\pm}$.

Nous tenterons, au Chapitre V, d'en comprendre les raisons.

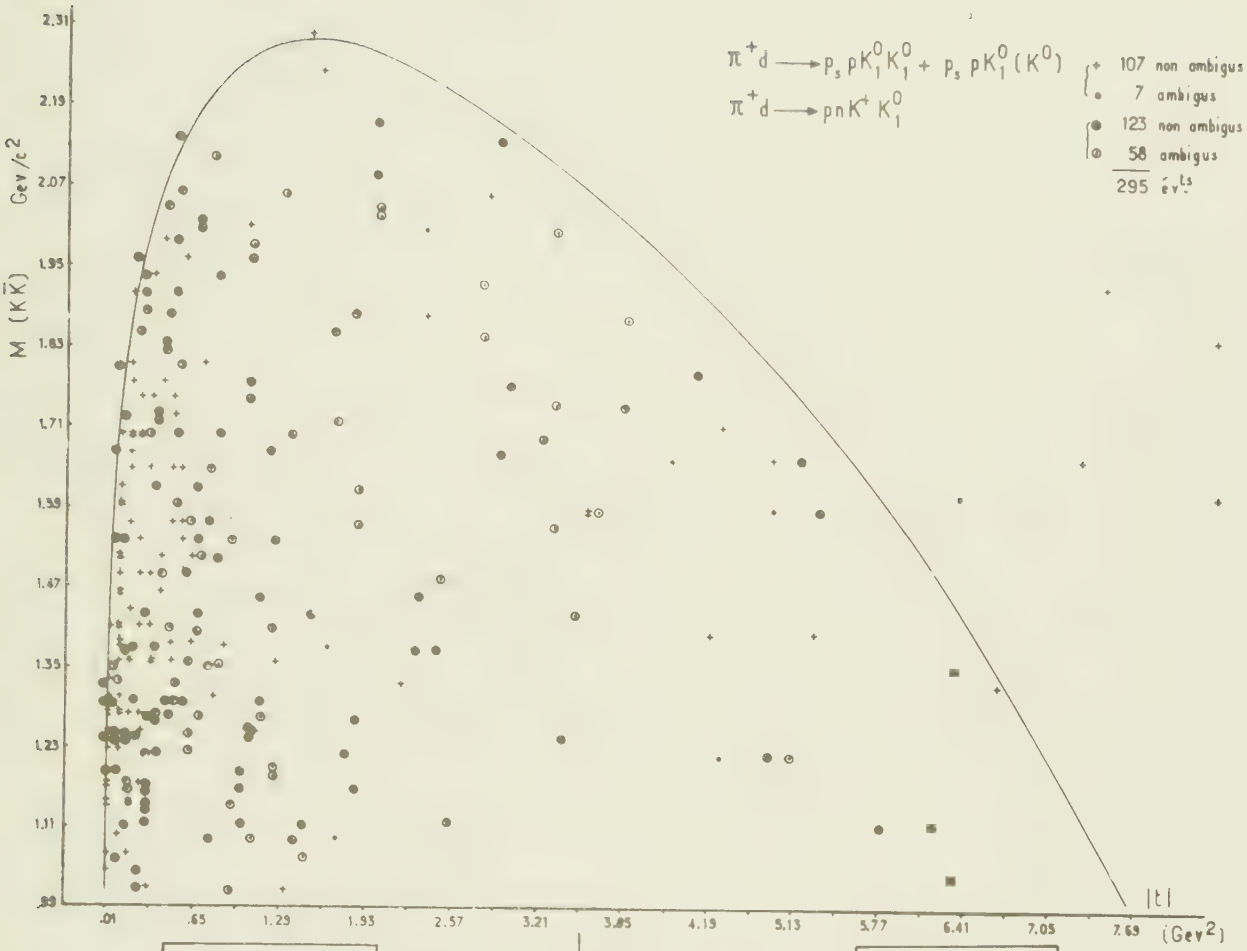
Enfin, la distribution en moment de transfert du méson π^{+} incident au groupe neutre $(K^{\circ}\bar{K}^{\circ})$ est semblable à celle que nous avons observée lors de l'étude du A_2 produit dans la réaction $\pi^{\pm} n \to p \pi^{\pm} \pi^{\circ}$

La courbe expérimentale, obtenue dans ce dernier cas, a ajusté très correctement ($\chi^2 = 12$, pour un nombre de degré de liberté égal à 12) la distribution expérimentale de la figure 7b

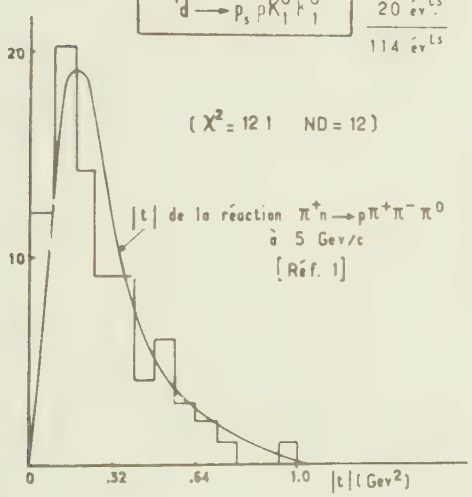
.../...

Fig. 7 (a-b-c).

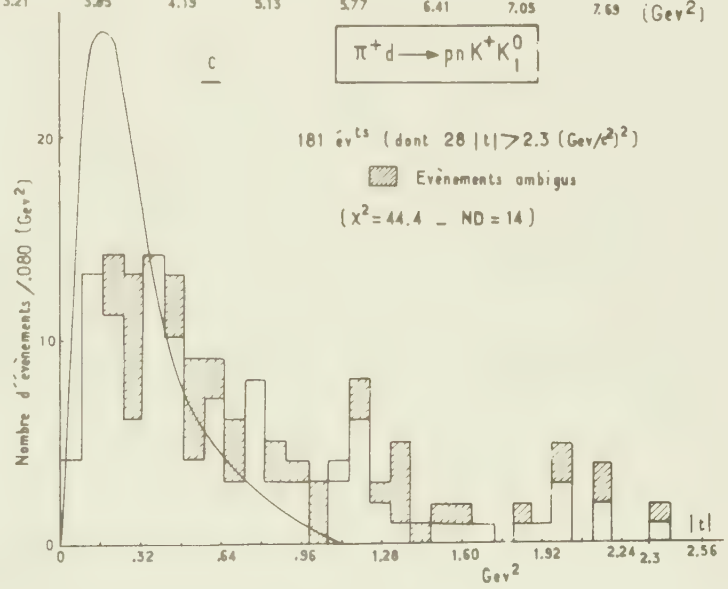
a Diagramme de CHEW-LOW



b



c



Elle a été considérée comme caractéristique de la production périphérique de ces réactions à 3 corps avec une paire $K\bar{K}$ dans l'état final : introduite dans le programme d'espace de phase (46a) spécialement adapté pour tenir compte du mouvement de la cible, elle a permis d'obtenir les espaces de phase périphériques.

B/ Etude générale du spectre de masse dans les états de spin 1=0 et 1=1 :

Il existe 4 mésons isosinglets (S°_{1019}, S°_{1069}, f°_{1260}, et f_{1515}) et 3 mésons isotriplets ($\bar{\rho}_{1016}$, $A_{2\,1300}$, g_{1650}) susceptibles de se désintégrer en $K\bar{K}$.

Rappelons qu'en ce qui concerne les nombres quantiques d'un système $K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$, la parité et la conjugaison de charge sont reliées au spin J de ce système par :

$$P = C = (-1)^{J}$$

avec $C_{K^{\circ}_1 K^{\circ}_1} = C_{K^{\circ}_2 K^{\circ}_2} = +1$

$$C_{K^{\circ}_1 K^{\circ}_2} = -1$$

on obtient les valeurs J^P : -0^{+}; 2^{+} pour les systèmes $K^{\circ}_1 K^{\circ}_1$ (et $K^{\circ}_2 K^{\circ}_2$)

-1^{-}, 3^{-} .. pour les systèmes $K^{\circ}_1 K^{\circ}_2$.

Par ailleurs, le G-parité de ces systèmes est relié à l'isospin I par la relation :

$$G = C \cdot (-1)^{I} = (-1)^{J+I}$$

d'où l'on déduit les valeurs de:

-0^{+}, 1^{-} pour les systèmes $K^{\circ}_1 K^{\circ}_1$, $K^{\circ}_2 K^{\circ}_2$

-0^{-}, 1^{+} pour les systèmes $K^{\circ}_1 K^{\circ}_2$.

Le tableau ci-contre présente la situation en ce qui concerne les nombres quantiques des résonances susceptibles de se désintégrer en $K\bar{K}$ et les états des systèmes autorisés.

Nous remarquons immédiatement que presque toutes ces résonances peuvent se désintégrer en $K^{\circ}_1 K^{\circ}_1$ et que seuls le $\bar{\rho}$ et le g peuvent être observés sous le mode $K^{\circ}_1 K^{\circ}_2$.

.../...

TABLEAU VI

RESONANCES SE DESINTEGRANT EN $K\bar{K}$ ET RESULTATS DE NOTRE EXPERIENCE.

Résonance se désintégrant en $K\bar{K}$ (largeur)		G P I J	Nonets auquels elles appartiennent	Modes de $K\bar{K}$ autorisés	Autres modes de désintégrations observés dans les interactions $\pi^{\pm}$ à 5.1 Gev/c	Section efficace à 5.1 Gev/c (μb)	Rapport de branchement
I = 0	ϕ (3) 1019	0^- 1^-	1^- (avec ρ, ω, K^*_{890})	$K^\circ_1 K^\circ_2$, K^+K^-	(Ref. 1, 22, 40)	$(3.6 \pm 2.0)\mu b$	
	S^* (80) 1069	0^+ 0^+	0^+	$K^\circ_1 K^\circ_1$, $(K^\circ_2 K^\circ_2)$		$\simeq 19.$ (Ref. 28) (8.4 ± 4.8)	
	f° (120) 1260	0^+ 2^+	2^+	$K^\circ_1 K^\circ_1$, $(K^\circ_2 K^\circ_2)$	(Réf. 22 et 40)	$\simeq 12.$	$\simeq 2\%$
	f^* (80) 1515	0^+ 2^+	2^+	$K^\circ_1 K^\circ_1$, $(K^\circ_2 K^\circ_2)$		$\leq 6.$	
I = 1	π_v (25) 1003	1^- 0^+	0^+	$K^\circ_1 K^\circ_1$, $(K^\circ_2 K^\circ_2)$, $\bar{K}^+ K^\circ$	Non observée dans des réactions πN.		
	A_2 (30) 1300	1^- 2^+	2^+ (avec K^{**}_{1420})	$K^\circ_1 K^\circ_1$, $(K^\circ_2 K^\circ_2)$, $K^\pm K^\circ_1$	$\pi^+ n \to A^\circ p$, $A^\circ \to \rho\pi$ $\pi^+ n \to A^+ n$, $A^+ \to (KK)^+$ $\pi^+ p \to A^+ p$, $A^+ \to \rho\pi$	$A^\circ = (14. \pm 6.0)$ $A^+ = (17.6 \pm 4.)$ $A^+_2 = (5.5 \pm 2.2)$	$(9.5 \pm 4.0)\%$ $(4.8 \pm 2.2)\%$
	g (150) 1650	1^+ (3 favorisé)		$K^\circ_1 K^\circ_2$, $K^\pm K^\circ$	(Ref. 22 et 40)	$g^+ \simeq 0.$ $g^\circ \simeq 7.$	$\leq 10\%$

.../...

1) Spectre de masse $K\bar{K}$ dans l'état d'isospin $I = 0$

La distribution de masse des évènements $(K^\circ \bar{K}^\circ)$ contient une majorité d'évènements $K_1^\circ K_2^\circ$.

En effet, le rapport des nombres d'évènements $K_1^\circ K_1^\circ / K_1^\circ K_2^\circ$ de ce spectre peut être déduit si l'on ne tient pas compte du mode de production des résonances susceptibles de se former, mais du seul rapport de branchement de désintégration du K° en K_1° et en K_2° :

- de ce que $(K^\circ K^\circ) \rightarrow 1/4\ (K_1^\circ K_1^\circ) + 1/2\ (K_1^\circ K_2^\circ) + 1/4\ (K_2^\circ K_2^\circ)$

que $(K_1^\circ K_1^\circ) \rightarrow 4/9\ K_1^\circ(K_1^\circ) + 4/9\ K_1^\circ K_1^\circ + 1/9\ (K_1^\circ)(K_1^\circ)$

et que $(K_1^\circ K_2^\circ) \rightarrow 2/3\ K_1^\circ(K_2^\circ) + 1/3\ (K_1^\circ)(K_2^\circ)$

(où les V° entre parenthèses signifient qu'ils ne sont pas observés), nous déduisons :

$$K_1^\circ(K_1^\circ) \ / \ K_1^\circ\ (K_2^\circ) = 1/3$$

$$\text{et } (K_1^\circ(K_1^\circ) + K_1^\circ\ K_1^\circ) \ / \ K_1^\circ\ (K_2^\circ) = 2/3$$

En ce qui concerne notre expérience, nous pouvons vérifier que ces proportions, valables dans l'hypothèse d'un mode statistique de production, sont respectées.

En effet, les réactions que nous observons :

$\pi^+ d \rightarrow p_s p\ K_1^\circ\ (K^\circ)$ (1) 94 évènements

$\pi^+ d \rightarrow p_s p\ K_1^\circ\ K_1^\circ$ (2) 20 évènements

permettent de déduire le nombre d'évènements :

$$K_1^\circ\ (K_1^\circ) = 20 \times 1.25 = 25\ K_1^\circ\ (K_1^\circ)$$

et, par conséquent, le rapport :

$$K_1^\circ\ (K_1^\circ) \ / \ K_1^\circ\ (K_2^\circ) = 25/69 = .36 \pm .08$$

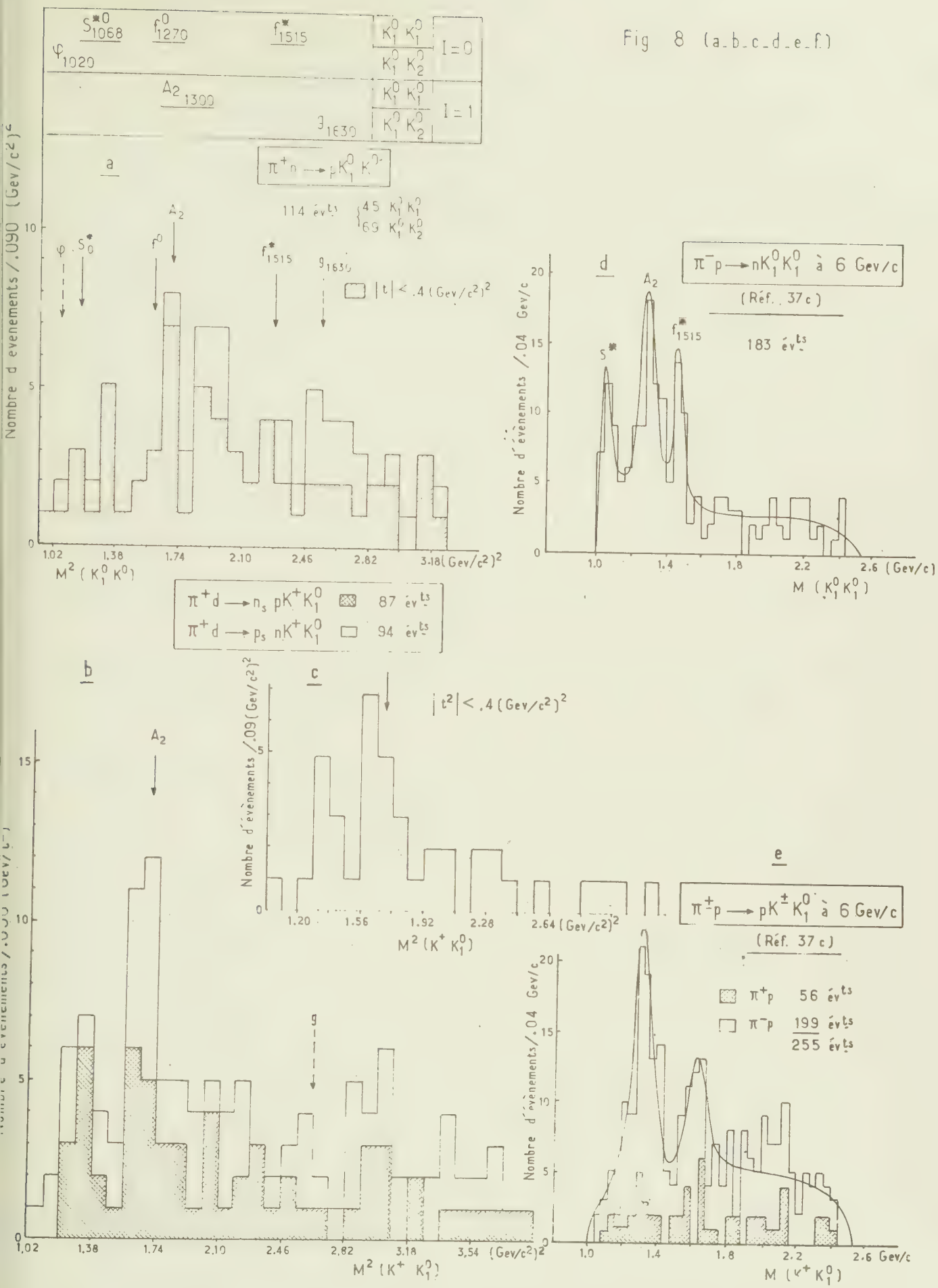
et, pour le spectre qui contient tous les évènements $(K\bar{K})^\circ$:

$$(K_1^\circ\ K_1^\circ)_{total} / K_1^\circ\ (K_2^\circ)_{total} = (20 + 25) / 69 = .72 \pm .09$$

ce résultat est en accord, compte tenu des erreurs statistiques, avec les prévisions du calcul précédent.

.../...

Fig 8 (a_b_c_d_e_f)


S^{*0}_{1068} f^0_{1270} f^*_{1515} φ_{1020} $K^0_1 K^0_1$ $K^0_1 K^0_2$ I=0
$A_{2\,1300}$ g_{1630} $K^0_1 K^0_1$ $K^0_1 K^0_2$ I=1
a
$\pi^+ n \to p K^0_1 K^0_1$
114 évts {45 $K^0_1 K^0_1$, 69 $K^0_1 K^0_2$}
φ S^*_0 A_2 f^0 f^*_{1515} g_{1630}
$|t| < .4\,(Gev/c^2)^2$
Nombre d'evenements /.090 $(Gev/c^2)^2$
$M^2\,(K^0_1 K^0)$
d
$\pi^- p \to n K^0_1 K^0_1$ à 6 Gev/c
(Réf. 37c)
183 évts
S^* A_2 f^*_{1515}
Nombre d'évènements /.04 Gev/c
$M\,(K^0_1 K^0_1)$
$\pi^+ d \to n_s\, p K^+ K^0_1$ 87 évts
$\pi^+ d \to p_s\, n K^+ K^0_1$ 94 évts
b
A_2
g
$M^2\,(K^+ K^0_1)$
c
$|t^2| < .4\,(Gev/c^2)^2$
Nombre d'évènements /.09 $(Gev/c^2)^2$
$M^2\,(K^+ K^0_1)$
e
$\pi^\pm p \to p K^\pm K^0_1$ à 6 Gev/c
(Réf. 37c)
$\pi^+ p$ 56 évts
$\pi^- p$ 199 évts
255 évts
Nombre d'évènements /.04 Gev/c
$M\,(K^+ K^0_1)$

On en déduit les sections efficaces de production :

$$\sigma\ (\pi^+ n \to p K_1^\circ K_1^\circ) = (28.0 \pm 9.)\mu b$$
$$\sigma\ (\pi^+ n \to p K_1^\circ K_2^\circ) = (56.0 \pm 16.)\mu b$$

a) Existence de résonances se désintégrant en $K_1^\circ K_2^\circ$.

- $\phi 1019$:

Depuis les études des réactions $K^- p \to \Lambda^\circ K^+ K^-$, $K^- p \to \Lambda^\circ K_1^\circ K_2^\circ$, et $K^- p \to \Lambda^\circ K_1^\circ K_1^\circ$, c'est un fait bien connu que le méson ϕ a $J^- = 1^-$ et qu'il se désintégre en conséquence en $K^+ K^-$ et $K_1^\circ K_2^\circ$, mais non en $K_1^\circ K_1^\circ$ (Ref. 90e).

Cette résonance a, par ailleurs, surtout été étudiée dans des réactions $p\bar{p}$, étant donné qu'il est très difficile de l'observer dans des interactions $\pi^- p$, à partir des réactions;

$\pi^- p \to n K_1^\circ K_2^\circ$ (qui ne peut être observé que dans des chambres à étincelles)

$\pi^- p \to p K^+ K^-$ (qui peut très facilement présenter un biais du fait qu'à haute énergie les mésons $K^\pm$ ne sont plus reconnaissables par l'ionisation.)

Cette dernière réaction étudiée entre 1.7 et 2.3 Gev/c (Ref. 24) a donné (1 021 + 4) Mev/c^2, pour la masse, et (10 + 3) Mev/c^2 pour la largeur de cette résonance.

En ce qui concerne notre expérience, aucun signal n'est observable à la valeur de la masse du ϕ , et la limite supérieure de la section efficace de production dans le mode $(K\ K)^\circ$ est :

$$(3.6 \pm 3.0)\mu b$$

Notons qu'une expérience $\pi^+ d$ à 2.7 Gev/c (Ref. 27) qui a permis d'étudier la réaction :

$$\pi^+ n \to K^+ K^- p$$

a donné un résultat similaire:

.../...

Aucun signal n'a été observable qui soit statistiquement significatif, hormis le Y°_{1520} produit assez abondamment.

Le tableau ci-dessous (Ref. 24) montre que cette résonance n'a, pour ainsi dire, pas été observée dans des expériences π-Nucléon lorsque l'énergie est supérieure à 2 Gev/c, et nous n'avons, par conséquent, pas été surpris de notre résultat compatible avec zéro à 5.1 Gev/c

$P_{lab.}$ (Gev/c)	nombre d'événements fond	section efficace (μb)
1.6	7 ± 3	39 ± 15
2.0	25 ± 6	30 ± 8
2.6	0 ± 1	0 ± 9
3.1	2 ± 2	6 ± 8
4 0	1 ± 1	15 ± 20

- g_{1650} :

Bien que la situation ne soit pas entièrement claire en ce qui concerne cette résonance, que nous avons observée dans le mode $\pi\pi$ (Ref. 22), une expérience (Ref. 37 b) $\pi^- p$ a permis de l'observer dans le mode $(K\bar{K})^+$, à 6 Gev/c.

En ce qui concerne le spectre de masse dont nous disposons, il semble difficile de conclure à la présence de cette résonance.

Néanmoins, une accumulation d'événements avec un moment de transfert inférieur à 0.600 $(\text{Gev})^2$ permet de donner une limite supérieure de la section efficace pour la production de cette résonance dans le mode $(K\bar{K})^{\circ}$:

$$\sigma(\pi^+ n \to g^{\circ} p,\ g \to (K\bar{K})^{\circ}) < 7.0\ \mu b$$

.../...

On peut en déduire la valeur supérieure du rapport de branchement, si l'on tient compte, pour notre expérience (Ref. 22) que :

$$(\pi^{\pm} n \to g^{\circ} p,\ g^{\circ} \to \pi^{+}\pi^{-}) = (83 \pm 19)\ \mu b$$

$$\frac{g^{\circ} \to K\bar{K}}{g^{\circ} \to (\pi\pi)^{\circ}} \simeq 10\ \%$$

Ce rapport est en accord avec la valeur trouvée pour le mode chargé (Ref. 37c) (cf. § 2 ci-dessous)

b) Existence de résonances se désintégrant en $K_1^{\circ} K_1^{\circ}$

Nous n'examinerons pas le cas de la résonance π_{1016} qui n'a pas été observée dans des expériences πN, mais seulement dans des expérience $p\bar{p}$, et dont l'existence n'est pas encore définitivement acquise, puisqu'elle peut parfois être interprétée par des longueurs de diffusion et considérée comme un état lié.

- $S^{\times}_{1069}$:

Ce pic dans le spectre de masse $K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$ a pu, lui aussi, être interprété, soit comme une résonance, soit comme effet d'une longueur de diffusion.

Cette résonance est toujours produite très périphériquement (Ref. 37a, 24b, 28) et les résultats obtenus d'interactions $\pi^{-} p$ ont permis de tracer la courbe représentant la variation de la section efficace de production $\sigma(\pi^{-} p \to S^{\circ} n)$, en fonction de l'impulsion du faisceau incident (Fig. 23c).

Cette courbe, interpolée à 5 Gev/c, a donné la valeur $\sigma \simeq 19\ \mu b$ alors que nous estimons à : $(2.1 \pm 1.2)\ \mu b$ la valeur de la limite supérieure de cette même section efficace dans le mode $K_1^{\circ} K_1^{\circ}$, soit $(8.4 \pm 5.\ )\ \mu b$ pour le mode $(K\bar{K})^{\circ}$.

En fait, ce résultat, incorrect par rapport à la valeur attendue, est entaché d'erreurs statistiques importantes et correspond à un manque de 4 événements au maximum.

.../...

- f° 1260 :

Cette résonance peut être observée sous forme d'un épaulement à la résonance du A_2 qui est situé plutôt vers 1300 Mev/c^2. Mais la possibilité de l'interférence entre ces 2 résonances (Ref. 92) rend encore plus difficile l'évaluation correcte de leurs sections efficaces de production.

Si nous attribuons 4 événements maximum au signal du f°, nous obtenons , pour la limite supérieure de la section efficace:

$$\sigma(\pi^+ n \to f^{\circ} p \,,\, f^{\circ} \to (K\bar{K})^{\circ}) \leq 12 \ \mu b$$

D'où l'on peut déduire la limite supérieure du rapport de branchement du f° - compte tenu de ce que, à 5,1 Gev/c (Ref. 22), $\sigma(\pi^+ n \to f^{\circ} p,\ f^{\circ} \to (\pi\pi)^{\circ}) = (670 \pm 90)\ \mu b$ - :

$$\boxed{\frac{f^{\circ} \to (K\bar{K})^{\circ}}{f^{\circ} \to (\pi\pi)^{\circ}} \leq 2\ \%}$$

- f' 1515 :

Une seule expérience $\pi^- p$ (Ref. 37a) a permis d'observer le mode $K_1^{\circ} K_1^{\circ}$ de cette résonance. Son absence ayant été constatée dans le mode $(K\bar{K})^{\pm}$ a permis de conclure que son isospin a pour valeur $I = 0$.

En ce qui concerne notre expérience, la limite supérieure de la section efficace est d'environ 6 µb.

2) Etats $(K\bar{K})$ d'isospin $I = 1$:

- g 1650 :

Cette résonance a été observée dans la réaction symétrique de charge $\pi^- p \to K^- K_1^{\circ} p$ à une énergie voisine de la nôtre (6 Gev/c) (Ref. 37b).

Elle a permis de déterminer la valeur de la masse (1 630 Mev/c^2), ainsi que le rapport :

$$\frac{g^- \to K^- K^{\circ}}{g^- \to \pi^- \pi^{\circ}} = (12 \ {}^{+5}_{-3}) \ \%$$

en supposant que cet "objet" était identique à la résonance qui se désintégre en 2 π et située dans la même région de masse.

.../...

En ce qui nous concerne, nous n'observons pas cette résonance dans le spectre K^+K° de la figure 8 :

- le seul signal qui nous a semblé statistiquement significatif est celui du A_2 que nous allons étudier en détail.

Remarque .

Par rapport aux spectres de masse ($K\bar{K}$) de l'expérience $\pi^- p$ à 6 Gev/c (Fig. 8b et 8d), nous remarquons l'existence de 2 signaux supplémentaires, qui se trouvent respectivement situés aux alentours de 1.15 et de 1.4 Gev/c^2, et pourraient posséder l'isospin I = 1 et I = 0.

1) $M(K\bar{K}) \sim 1.15$ Gev/c^2 :

Un signal appelé $A_{1.5}$ a été observé à 1 170 Mev/c^2 dans quelques expériences :

a) L'étude de la réaction $\pi^- p \to \pi^- \rho^\circ p$ à 8 Gev/c (Ref. 95a) a mis en évidence un signal (M = 1 190 Mev/c^2, Γ = 17 Mev/c^2) qui se désintègre dans le mode ($\rho\pi$)

b) Dans une expérience $\pi^- p$ à 5 Gev/c, les réactions $\pi^- p \to p\,(3\pi)^-$, $\pi^- p \to p\,\pi^\circ\,(3\pi)^-$ et $\pi^- p \to n\,\pi^+\,(3\pi)^-$ ont permis l'étude simultanée des distributions $M(3\pi)$ et $M(\rho\pi)$ qui n'ont pu être ajustée qu'à l'aide de courbes de Breit-Wigner centrées respectivement à 1.06 (A_1), 1.17 (appelé $A_{1.5}$) et 1.3 (A_2).

c) Une expérience $p\bar{p} \to 4\pi$ à 1.2 Gev/c (Ref. 95c) a permis d'attribuer les nombres quantiques $J^P = 2^+$ au A_2, mais les spectres de masse n'ont pu être ajustés qu'en admettant l'existence d'une résonance qui coïncide à peu près avec le $A_{1.5}$ (M = 1120 Mev/c^2, Γ = 125 Mev/c^2).

d) Enfin une expérience $\pi^- p$ à 6.7 Gev/c (Ref. 95d), à partir des réactions identiques à celles du paragraphe (b) ci-dessus, a permis non seulement de mettre en évidence cette résonance, mais encore une analyse du spin : les résultats expérimentaux comparés aux prévisions théoriques (Ref. 26b) ont donné des probabilités identiques pour les valeurs $J^P = 1^+$ et $J^P = 1^-$.

Or, un effet cinématique d'une combinaison ($\pi^- \rho^\circ$) favorise la valeur $J^P = 1^+$ (Ref. 67). Par ailleurs, une désintégration dans le mode $(K\bar{K})^0$ est interdite pour cette valeur du spin.

La valeur $J^P = 1^-$ pourrait convenir pour la désintégration dans le mode ($K_1^\circ K_2^\circ$) si la valeur de $I^G = 1^-$ imposée par l'observation du mode ($\rho\pi$) n'imposait la désintégration $K_1^\circ K_1^\circ$.

Aussi devons-nous peut-être plus simplement considérer ces "signaux" comme dûs à une fluctuation statistique.

.../...

2) $M(K\bar{K})^{\circ} \sim 1.4$ Gev/c^2 :

a) Une expérience $\bar{p}n$ à l'arrêt (Ref 96) a permis de mettre en évidence un signal dans le spectre de masse $K\bar{K}$ ($\simeq$ 1410 Mev/c^2 $\Gamma \simeq$ 90 Mev/c^2) dont les nombres quantiques seraient : $J^{PG} = 0^{++}$ et $I = 0$ (ou 2) .

Cette résonance serait donc susceptible de se désintégrer en $K_1^{\circ}K_1^{\circ}$.

b) Ce résultat a été confirmé après l'analyse d'une expérience de compteurs à 5,7 et 12 Gev/c (Ref. 28) :

- Dans un lot de 2 560 événements qui ajustaient la réaction $\pi^- p \to K_1^{\circ}K_1^{\circ}$, ont été observées les résonances S^*(1085, 182) , f (1 254,80) A_2 (1344,95) et "G"(1444,61) .

C'est cette dernière résonance G qui pourrait expliquer en partie le signal que nous observons, car la section efficace évaluée à 5 Gev/c ($\sim$1.1 $\pm$ 0.6 μb) nous semble un peu faible.

C/ Etude de la désintégration du A_2 à 5.1 Gev/c :

Nous rappellerons, tout d'abord, les problèmes posés par cette résonance : ils concernent - par ordre chronologique - ses différents modes de désintégration et la détermination de ses nombres quantiques, l'existence d'une structure et les nombres quantiques à attribuer aux résonances A_2^L et A_2^H .

Nous rappellerons auparavant brièvement les résultats obtenus à partir de l'étude que nous avons faite de la désintégration du A_2 dans le mode ($\rho\pi$).

1) Résultats concernant la production du A_2^+ et du A_2° dans le mode ($\rho\pi$) à 5.1 Gev/c .

a) Etude de la réaction $\pi^+ d \to p_s p A_2^{\circ}$, $A_2^{\circ} \to (\rho\pi)^{\circ}$.

A partir d'un lot de 3 897 événements qui ajustaient la réaction $\pi^+ n \to p \pi^+ \pi^-(\pi^{\circ})$, nous avons sélectionné 938 événements avec une combinaison ($\pi\pi$) appartenant à la bande de masse du ρ (.66 - .86 Gev/c^2) et nous avons obtenu un signal à la valeur (1 320 $\pm$ .010 Gev/c^2) correspondant à une section efficace de (147 $\pm$ 30) μb (Ref. 40)

Le rapport ($\rho^+ \pi^-$) / ($\rho^{\circ} \pi^{\circ}$) / ($\rho^- \pi^+$) a été trouvé égal à (1.2 + .2) / (.4 + 02) / (1. + 02) qui est compatible avec un isospin I = 1.

L'analyse de spin a consisté à comparer les densités de spin dans les bandes de ρ^+ et de ρ^- aux résultats théoriques (Ref. 26) pour différentes hypothèses de spin et de parité.

Les résultats ont clairement été en faveur de $J^P = 2^+$ (Ref. 1).

Enfin, l'ajustement de la distribution expérimentale $d\sigma/dt$ en fonction de $|t - t_{min}|$ par une expression de la forme Ae^{bt}, a donné pour la pente la valeur : $b = -(2.0 \pm 0.3)$ Gev^{-2}.

b) <u>Etude de la réaction $\pi^+ d \to n_s\, p\, A_2^+$, $A_2^+ \to (\pi\rho)^+$ (Ref. 40)</u> :

La section efficace totale est égale à $(118 \pm 26)\mu$ b.

La pente de la distribution de moment de transfert en fonction de $|t - t_{min}|$ ajustée par l'expression Ae^{bt} est $b = -(3.7 \pm 0.3)$Gev^{-2}.

2) <u>Rappel des differents modes de désintégration du A_2 et leurs nombres quantiques</u> :

On connait actuellement 5 modes de désintégration forts du A_2:

- en $\rho\pi, K\bar{K}, \eta\pi, \eta'\pi, \pi^+\pi^-\pi^0$, dont les rapports sont donnés dans la référence (5.)

C'est en émettant l'hypothèse que les pics observés sous ces différentes formes sont les manifestations de la même particule, que l'on peut se restreindre, en ce qui concérne les nombres quantiques, à certaines valeurs : l'expérience devra permettre de les vérifier.

a) La désintégration en $(\rho\pi)$ impose $G = -1$ et l'interdiction de $J^P = 0^+$.

b) La désintégration en $(\rho\pi)^\pm$ et en $(K\bar{K})^\pm$ impose l'Isospin $I = 1$.

Le mode $(K\bar{K})^0$ dépend de la valeur de la conjugaison de charge.

Du fait que $G = C(-1)^I = -C = -1$, impose $C + 1$ et les états $J^P = 2^+$ d'après ce qui a été dit au paragraphe B ci-dessus.

En conséquence, théoriquement, les nombres quantiques du A_2 sont :

$$1^G\, J^P = 1^-\, 2^+.$$

.../...

3) Existence d'une structure et nombres quantiques des pics du dédoublement :

Le dédoublement du A_2 dans le mode ($\rho\pi$) en 2 pics séparés a été démontré avec différentes méthodes dans des expériences qui utilisaient le spectromètre de Masse manquante du CERN (MMS, 1967.) (Ref. 29a), et le spectromètre à bosons (CBS, 1968) (Ref. 30a).

D'autre part, des expériences de chambre à bulles ont apporté leur contribution en informant ou confirmant ce résultat dans des modes qui n'avaient pas encore été étudiés avec une résolution expérimentale suffisante pour mettre en évidence ce phénomène nouveau.

Il s'agit essentiellement d'expériences $\bar{p}p$ (Ref. 34 , 35 , 36) qui permettent de disposer de statistiques suffisantes pour l'étude du mode $K\bar{K}$:

- un dédoublement a été constaté et la question s'est alors posée de savoir si les 2 pics A_2^L et A_2^H que l'on observait respectivement à 1.280 Gev/c^2 et à 1.315 Gev/c^2 correspondaient ou non à la même particule.

Une démonstration indirecte en faveur de l'assignation des mêmes nombres quantiques à ces résonances a été déduite de la forme étroite et profonde du creux entre les 2 pics,(Ref.30a) que l'on pourrait interpréter comme résultant de l'interférence de 2 résonances très proches ayant mêmes spins et parités. Néanmoins, l'hypothèse de l'interférence du fond ne pouvait pas être complètement éliminée.

Une démonstration directe a été déduite à partir de l'analyse du diagramme de DALITZ pour la désintégration du A_2 en 3π à la fois avec des résultats obtenus dans des chambres à étincelles (Ref. 29b) et dans des chambres à bulles (Ref. 32).

Néanmoins, une analyse de ce type est plutôt compliquée et les résultats dépendent de certaines hypothèses concernant les fonds de (3π) et de ($\rho\pi$), qui sont difficiles à évaluer.

Un résultat très intéressant vient d'être obtenu avec le spectromètre à bosons du CERN (non encore publié Ref. 30 b) :

- l'analyse du diagramme de Daliz a pu être obtenue séparément pour les régions de masse du A_2^L et celle du A_2^H, grâce à la statistique élevée que permettent ces expériences. L'utilisation des résultats théoriques (Ref. 38) a permis de comparer diverses hypothèses et d'assigner séparément les valeurs $J^P = 2^+$ au A_2^L et au A_2^H qui se désintègrent en $\rho\pi$.

.../...

En ce qui concerne le mode $K\bar{K}$, la réaction $\bar{p}p \to K^{\circ}K^{+}\pi^{-}$ a été étudiée (Ref. 34) à différentes énergies, ce qui a permis de constater l'existence d'un creux de 1.5 à 3 écarts standard dans le A_2 qui se trouve lui-même au-dessus d'un fond assez important; l'analyse de spin a permis de déduire que la valeur la plus probable pour J^P était $2^{\pm}$.

Cette conclusion s'est alors trouvée en contradiction avec celle obtenue à partir de l'étude des réactions :

$$\pi^{-}p \to K_1^{\circ}K_1^{\circ} \quad n \quad \text{à} \quad 6 \ \text{Gev/c (Ref.37b)}$$

et de $\quad K\bar{n} \to \Lambda^{\circ} \ (\rho\pi)^{-}$ (Ref. 33).

De l'observation d'un seul pic dans la distribution $K_1^{\circ}K_1^{\circ}$, qui coïncide avec le A_2^H, et de l'analyse d'un pic étroit produit dans la seconde réaction dont la masse est compatible avec le A_2^L D. J. CRENNEL a conclu qu'il s'agissait de 2 particules différentes.

C'est dans ces conditions que viennent d'être étudiés les résultats d'une expérience de compteurs avec le spectromètre à bosons (Ref. 30c) :

- à partir d'un lot de 251 événements situés dans la masse du A_2 produit dans la réaction $\pi^{-}p \to K^{\circ}K^{-}p$, un dédoublement a été constaté qui ne peut être ajusté que par une formule du double pôle (60 % pour la probabilité), ce qui confirmerait que les 2 pics positionnés dans cette expérience à (1 276 + 6) Mev/c^2 et à (1 323 + 6) Mev/c^2 ne sont que la manifestation du même état $2^{\pm}$ de masse M_o=1 300 Mev/c^2 pour l'ajustement avec la fonction de Breit-Wigner (Ref. 39) :

$$N(M^2) \quad \frac{4M_o^2 \cdot \ ^2 \cdot (M^2 - M_o^2)^2}{(M^2 - M_o^2) + \ ^2 \cdot M_o^2 \quad ^2}$$

.../...

4) Production du A_2 dans le mode $K\bar{K}$ à 5.1 Gev/c :

Les ajustements du spectre de masse K^+K° pour l'ensemble des réactions $\pi^+ n \to p K^+ K_1^\circ$, et $\pi^+ p \to p K^+ K_1^\circ$, ont été obtenus avec les courbes d'espaces de phase périphériques. Ils ont été comparés avec les ajustements dans l'hypothèse où les espaces de phase statistiques sont classiques et seulement modifiés afin de tenir compte du mouvement de la cible neutron et de la dispersion de l'énergie du centre de masse qui en résulte.

a) réaction $\pi^+ n \to A_2^+ n$, $A_2^+ \to K^+ K_1^\circ$

Le nombre d'évènements assez peu élevé nous ayant obligé à étudier tous les biais possibles, les résultats qui figurent dans le tableau ci-dessous tiennent compte de l'origine des histogrammes expérimentaux, les pas étant de 50 Mev/c^2, dans tous les cas. Les résonances sont ajustées par des distributions simples de Breit-Wigner :

$$\frac{1}{(M_o - M)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

multipliées par l'espace de phase , soit statistique, soit périphérique, avec l'intensité et la position variable . (Fig. 9)

Espace de phase	Origine	χ^2	ND	(M($\pm$ 0.010 (Γ= .050 fixe)	Nombre évènements (total = 101)
Statistique	1.0	33.8	23	1.298 Gev/c^2	27.9
	1.025	19	23	1.287 Gev/c^2	24 (19 $\pi^+ n$)
Périphérique	1.0	17.0	23	1.298 Gev/c^2	16.6
	1.025	12	23	1.289 Gev/c^2	15.6

Si nous attribuons 5 évènements à la réaction :

$$(\pi^+ p \to p A_2^+ , \quad A_2^+ \to K^+ K_1^\circ),$$

la section efficace peut être évaluée comme étant :

$$\sigma(\pi^+ \to p A_2^+ , A_2^+ \to K^+ K_1^\circ) = (5.5 \pm 2.2) \ \mu b$$

.../...

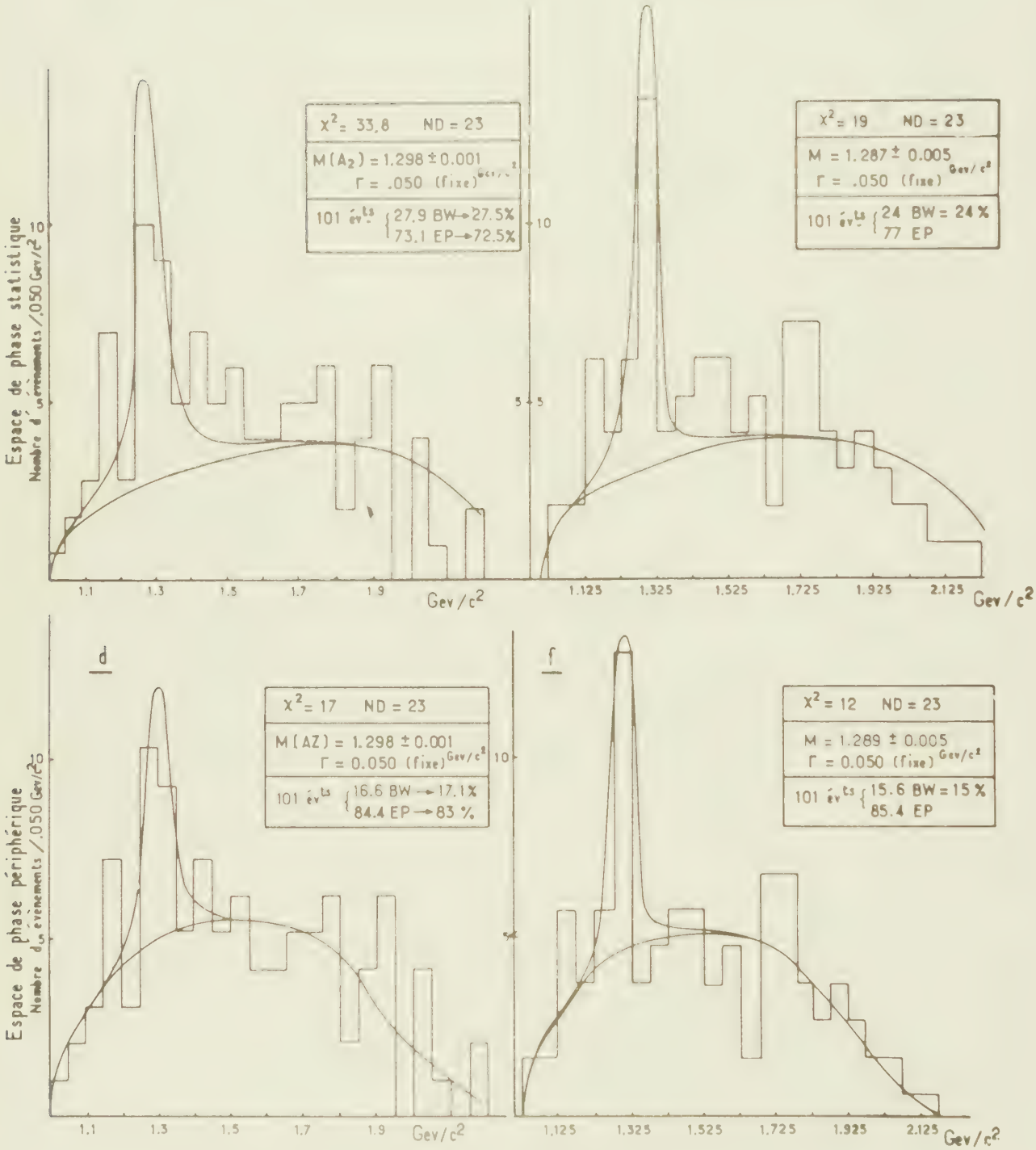
Fig. 9

$\pi^+ n \longrightarrow K^+ K^0 n$
$\pi^+ p \longrightarrow K^+ K^0 p$

M $(K^+ K^0)$

c Origine à 1.0 Gev/c²

e Origine à 1.025 Gev/c²



4) Production du A_2 dans le mode $K\bar{K}$ à 5.1 Gev/c :

Les ajustements du spectre de masse K^+K° pour l'ensemble des réactions $\pi^+ n \to p K^+ K_1^\circ$, et $\pi^+ p \to p K^+ K_1^\circ$, ont été obtenus avec les courbes d'espaces de phase périphériques. Ils ont été comparés avec les ajustements dans l'hypothèse où les espaces de phase statistiques sont classiques et seulement modifiés afin de tenir compte du mouvement de la cible neutron et de la dispersion de l'énergie du centre de masse qui en résulte.

a) réaction $\pi^+ n \to A_2^+ n$, $A_2^+ \to K^+ K_1^\circ$

Le nombre d'événements assez peu élevé nous ayant obligé à étudier tous les biais possibles, les résultats qui figurent dans le tableau ci-dessous tiennent compte de l'origine des histogrammes expérimentaux, les pas étant de 50 Mev/c^2 dans tous les cas. Les résonances sont ajustées par des distributions simples de Breit-Wigner :

$$\frac{1}{(M_o - M)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

multipliées par l'espace de phase, soit statistique, soit périphérique, avec l'intensité et la position variable. (Fig. 9)

Espace de phase	Origine	χ^2	ND	(M($\pm$ 0.010 (Γ= .050 fixe)	Nombre évènements (total = 101)
Statistique	1.0	33.8	23	1.298 Gev/c^2	27.9
	1.025	19	23	1.287 Gev/c^2	24 (19 $\pi^+ n$)
Périphérique	1.0	17.0	23	1.298 Gev/c^2	16.6
	1.025	12	23	1.289 Gev/c^2	15.6

Si nous attribuons 5 évènements à la réaction :

$$(\pi^+ p \to p A_2^+ , \quad A_2^+ \to K^+ K_1^\circ),$$

la section efficace peut être évaluée comme étant :

$$\boxed{\sigma(\pi^+ p \to p A_2^+ , A_2^+ \to K^+ K^\circ) = (5.5 \pm 2.2) \ \mu b}$$

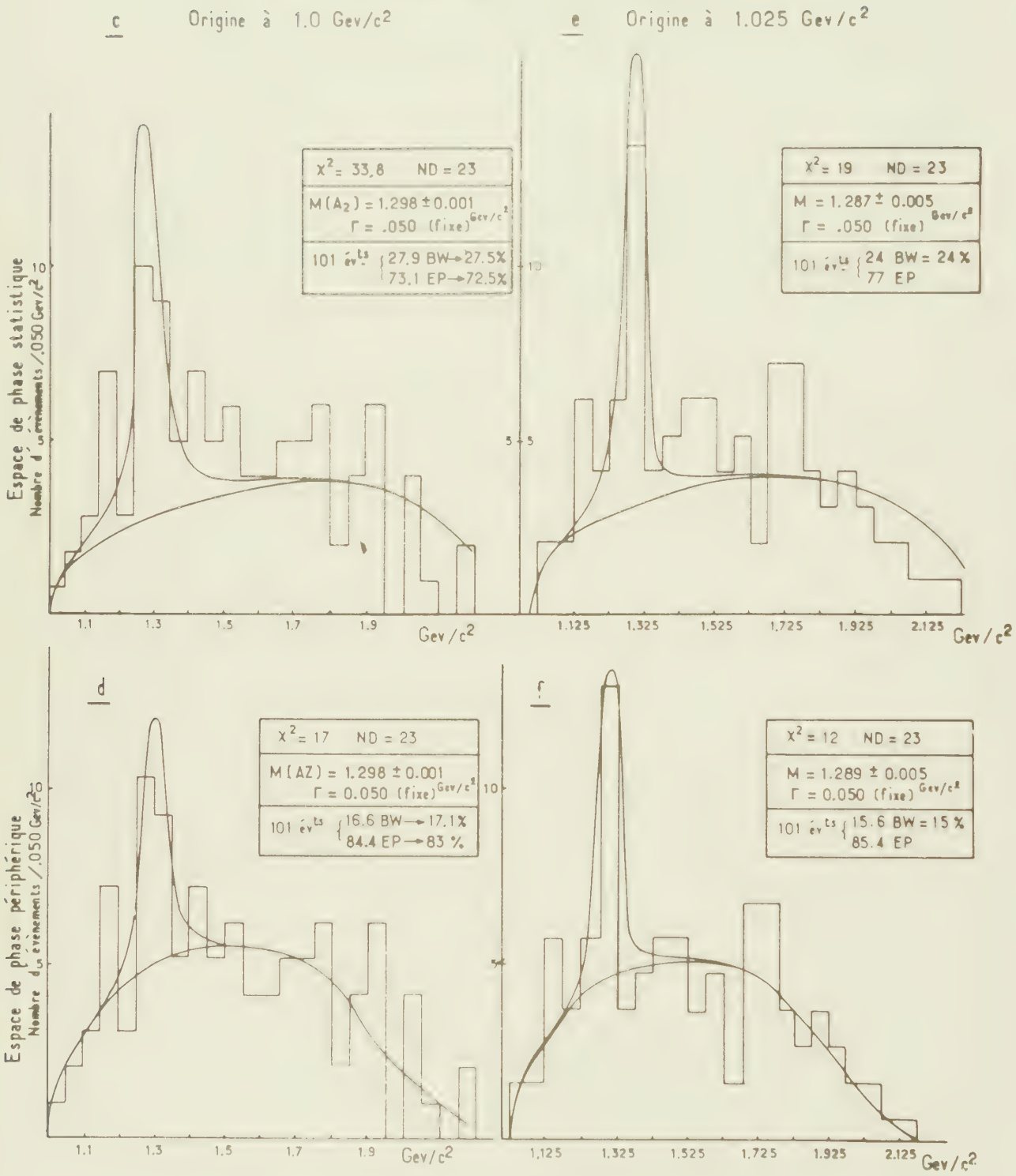
.../...

Fig. 9

$\pi^+ n \longrightarrow K^- K^0 n$

$\pi^+ p \longrightarrow K^+ K^0 p$

M $(K^+ K^0)$



De la valeur de la section efficace $\sigma(\pi^+ p \to p A_2^+, A_2^+ \to (\rho\pi)^+)$ que nous avons évaluée pour notre expérience (Ref. 40), nous déduisons le rapport de branchement :

$$\boxed{\frac{A_2^+ \to (K\bar{K})^+}{A_2^+ \to (\rho\pi)^+} = (48 \pm 20)\%}$$

qui se trouve tout à fait compatible avec le rapport de 5 % déduit de la Fig(23a).

En conséquence, les ajustements ci-dessus nous permettent d'obtenir la section efficace pour la production du A_2^+ dans les interactions $\pi^+ n$ à 5.1 Gev/c, avec les espaces de phase périphérique ou statistique.

En fait, si nous admettons (Fig. 7) que l'espace de phase périphérique auquel correspond le meilleur χ^2 à l'ajustement convient moins bien pour la réaction $\pi^+ n \to K^+ K^\circ_1 n$, la section efficace de production du A_2^+ devient :

$$\boxed{\sigma(\pi^+ n \to A_2^+ n, A_2^+ \to (KK)^+) = (17.6 \pm 4.0)\mu b.}$$

Cette valeur est en accord avec celle que l'on obtient sur la Figure(23) par interpolation des résultats du canal symétrique de charge $\pi^- p \to A_2^- p$ à 5.1 Gev/c.

Remarquons cependant que la valeur de la section efficace donnée à partir d'un ajustement qui utilise l'espace de phase périphérique serait de $(10.2 \pm 2.)\mu b$ compatible à 2 écarts avec la valeur ci-dessus.

Par ailleurs, la masse du A_2^+ déduite à partir des 2 meilleurs ajustements, qui utilisent les espaces de phase périphérique et statistique, prend 2 valeurs qui coincident à 2 Mev près, et nous admettrons que dans notre expérience :

$$\boxed{M(A_2^+) = (1.288 \pm .010)\ Gev/c^2}$$

Remarquons cependant que, compte tenu des erreurs, cette valeur est compatible avec celle qui est obtenue dans les 2 autres ajustements $(1.298 \pm .010)\ Gev/c^2$.

.../...

De toutes façons, ces valeurs sont inférieures ou égales à 1.300 Gev/c^2 et sembleraient, par conséquent, en contradiction avec les conclusions tirées par D.D. CRENNELL (Ref.37b) de résultats obtenus à 6 Gev/c (pour lesquels le A_2^+ est observé dans un spectre en pas de 10 Mev/c^2, en coïncidence avec le A_2^H seul)

- Les valeurs obtenues dans cette expérience et la nôtre seraient peut-être compatibles à l'intérieur des seules erreurs statistiques si ces physiciens n'avaient prétendu que le A_2^L n'ayant pas été observé en mode $K\bar{K}$, cette résonance était de nature différente du A_2^H.

Cependant, depuis, l'expérience du spectromètre de masse (Ref.30c), ainsi que nous l'avons rappelé plus haut, semble avoir mis en doute définitivement cet argument.

b) Réactions $\pi^+ n \to A_2^\circ p$, $A_2^\circ \to K^\circ \bar{K}^\circ$:

La projection des masses du diagramme de CHEW-LOW (Fig.8) permet de constater l'existence d'un signal dans la bande de masse du A_2°. En fait, il semble épaulé du côté des masses plus faibles et il est probablement dû à la contribution, à la fois du f° d'Isospin I = 0 et du A_2 d'Isospin I = 1.

Si nous considérons le signal des 5 événements dont la masse carré M^2 est située dans la même région que le A_2, soit :

$$1.65\,(Gev/c^2)^2 < M^2 < 1.74\,(Gev/c^2)^2$$

nous obtenons une section efficace de production du A_2° :

$$\sigma(\pi^+ n \to A_2^\circ p\,,\ A_2^\circ \to (K\bar{K})^\circ) = (14.0 \pm 6.0)\ \mu b$$

En tenant compte des résultats concernant la réaction:

$$\pi^+ n \to p A_2^\circ\,,\ A_2^\circ \to (\rho\pi)^\circ$$

dont la section efficace est (147 + 30) μ b (Ref.40), nous obtenons le rapport de branchement du A_2°:

$$\frac{A_2^\circ \to (K\bar{K})^\circ}{A_2^\circ \to (\rho\pi)^\circ} = (9.5 \pm 4.)\ \%$$

cette valeur est compatible avec celle que l'on obtient d'après la compilation de la figure 23 (Ref. 37c), évaluée à 10 %.

.../...

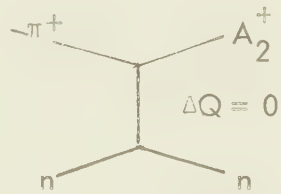
Le mode de production du A_2 peut être déduit de la compatibilité (ou non) du rapport des sections efficaces du $A_2^{\pm}$ au A_2° dans un schéma d'échange donné.

Dans l'hypothèse où les productions de ces particules sont assurées à partir de l'interaction $\pi^{+}n$ par échange d'un isovecteur, tel le ρ^0 ou le $\rho^{\pm}$, respectivement, le rapport des sections efficaces devrait être tel que :

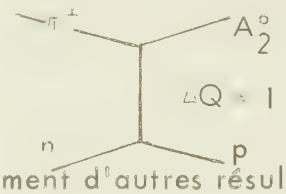
$$\frac{\sigma(\pi^{+}n \to pA_2^{\circ}, A_2^{\circ} \to (K\bar{K})^{\circ})}{\sigma(\pi^{+}n \to nA_2^{+}, A_2^{+} \to (K\bar{K})^{+})} \sim 2$$

Or, expérimentalement, nous trouvons que ce rapport est égal à 0.8 ± 0.4.

En conséquence, il est vraisemblable que d'autres trajectoires, telles que celles du P ou du P' apportent leur contribution à la production du $A_2^{\pm}$, conformément au schéma:



tandis que le $\rho^{\pm}$ seul peut être échangé lors de la production du A_2° :



Nous verrons au chapitre V comment d'autres résultats expérimentaux sont en faveur de ces arguments.

II - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DE MASSE ($K\bar{K}\pi$) DE CHACUNE DES REACTIONS A 4 CORPS -

La distribution de la masse ($K\bar{K}\pi$) de chacune des différentes réactions :

$$\pi^{+}n \to p\,K_1^{\circ}\,K_1^{\circ}\,\pi^{\circ} \qquad (1)$$
$$\pi^{+}d \to p\,n\,K_1^{\circ}\,K_1^{\circ}\,\pi^{+} \qquad (2)$$
$$\pi^{+}n \to p\,K^{+}K_1^{\circ}\,\pi^{-} \qquad (3)$$
$$\pi^{+}n \to p\,K^{-}K_1^{\circ}\,\pi^{+} \qquad (4)$$

est dessinée sur les figures 10, 11 et 12, ainsi que les différentes distributions de masse ($K\pi$) projetées à partir des diagrammes à 2 dimensions ($M(K\pi)$ fonction de $M(K\bar{K}\pi)$: ces associations ont été effectuées afin de mettre en évidence l'existence éventuelle de résonance se désintégrant en ($K^{*}\bar{K}$) et ($K\bar{K}^{*}$).

.../...

Fig. 10

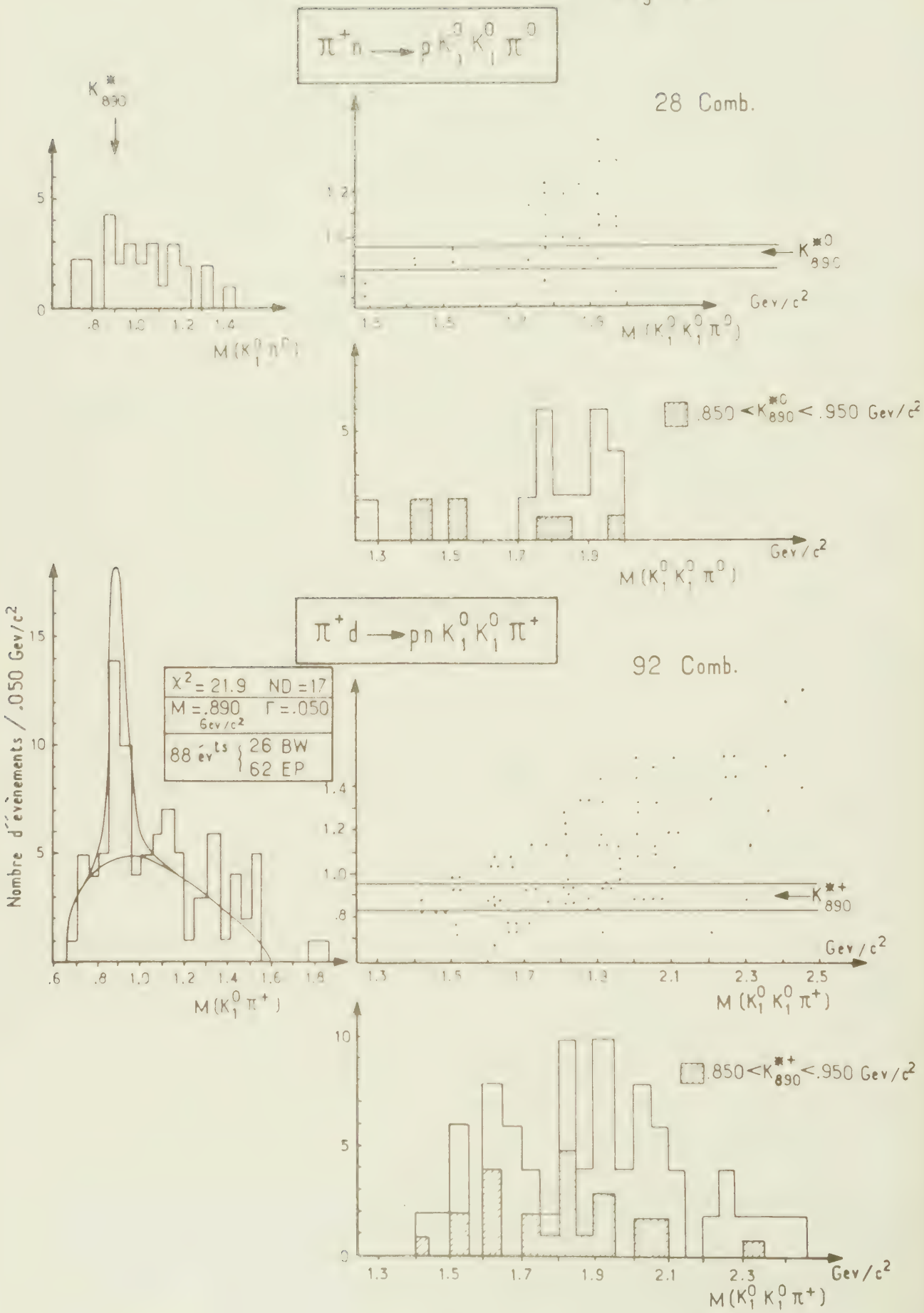

$\pi^+ n \longrightarrow p K_1^0 K_1^0 \pi^0$
28 Comb.
K^*_{890}
$M(K_1^0 \pi^0)$
K^{*0}_{890}
Gev/c²
$M(K_1^0 K_1^0 \pi^0)$
$.850 < K^{*0}_{890} < .950$ Gev/c²
$\pi^+ d \longrightarrow p n K_1^0 K_1^0 \pi^+$
92 Comb.
Nombre d'événements / .050 Gev/c²
$\chi^2 = 21.9$ ND = 17
M = .890 Gev/c² Γ = .050
88 évts { 26 BW, 62 EP
$M(K_1^0 \pi^+)$
K^{*+}_{890}
$M(K_1^0 K_1^0 \pi^+)$
$.850 < K^{*+}_{890} < .950$ Gev/c²

Fig. 11

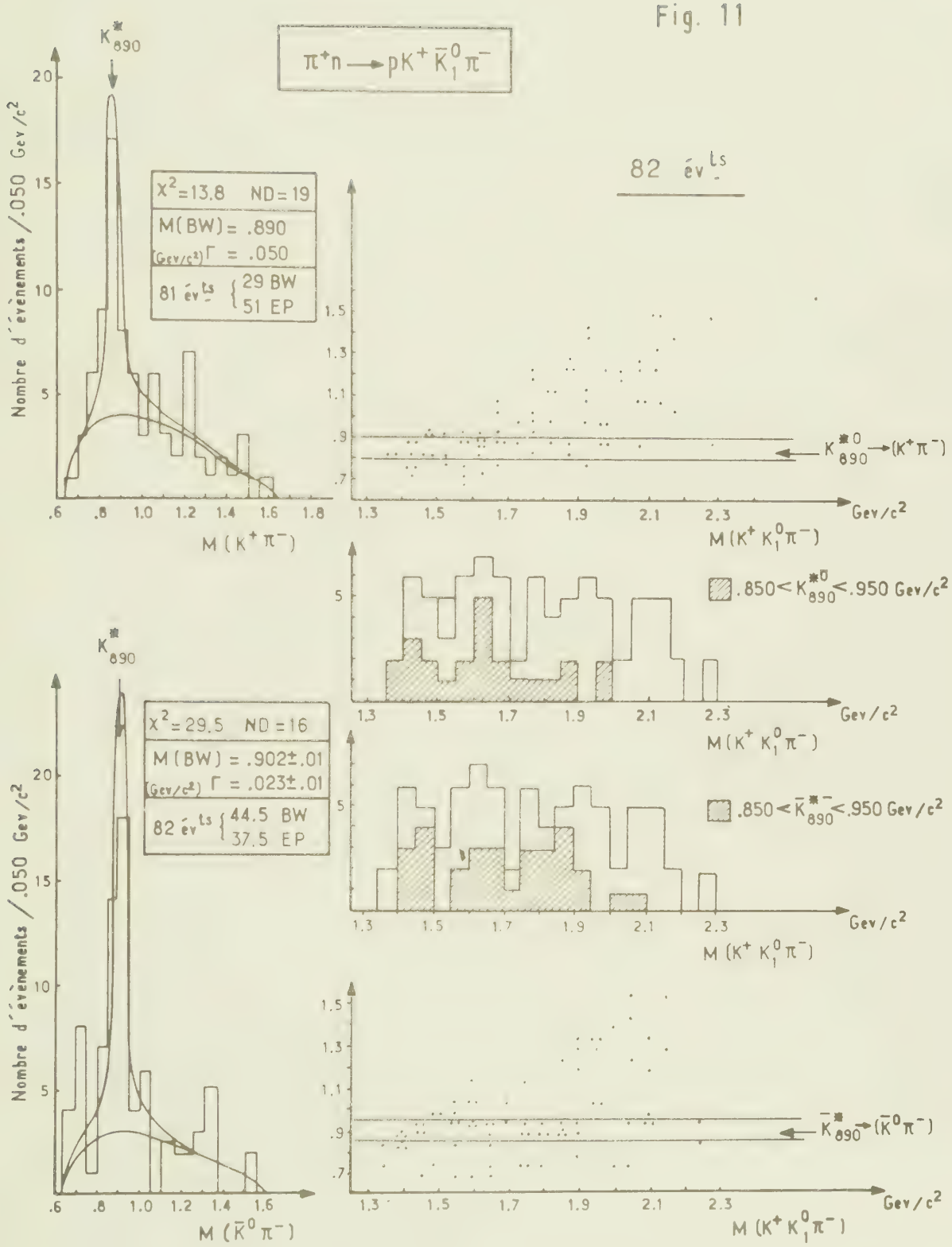
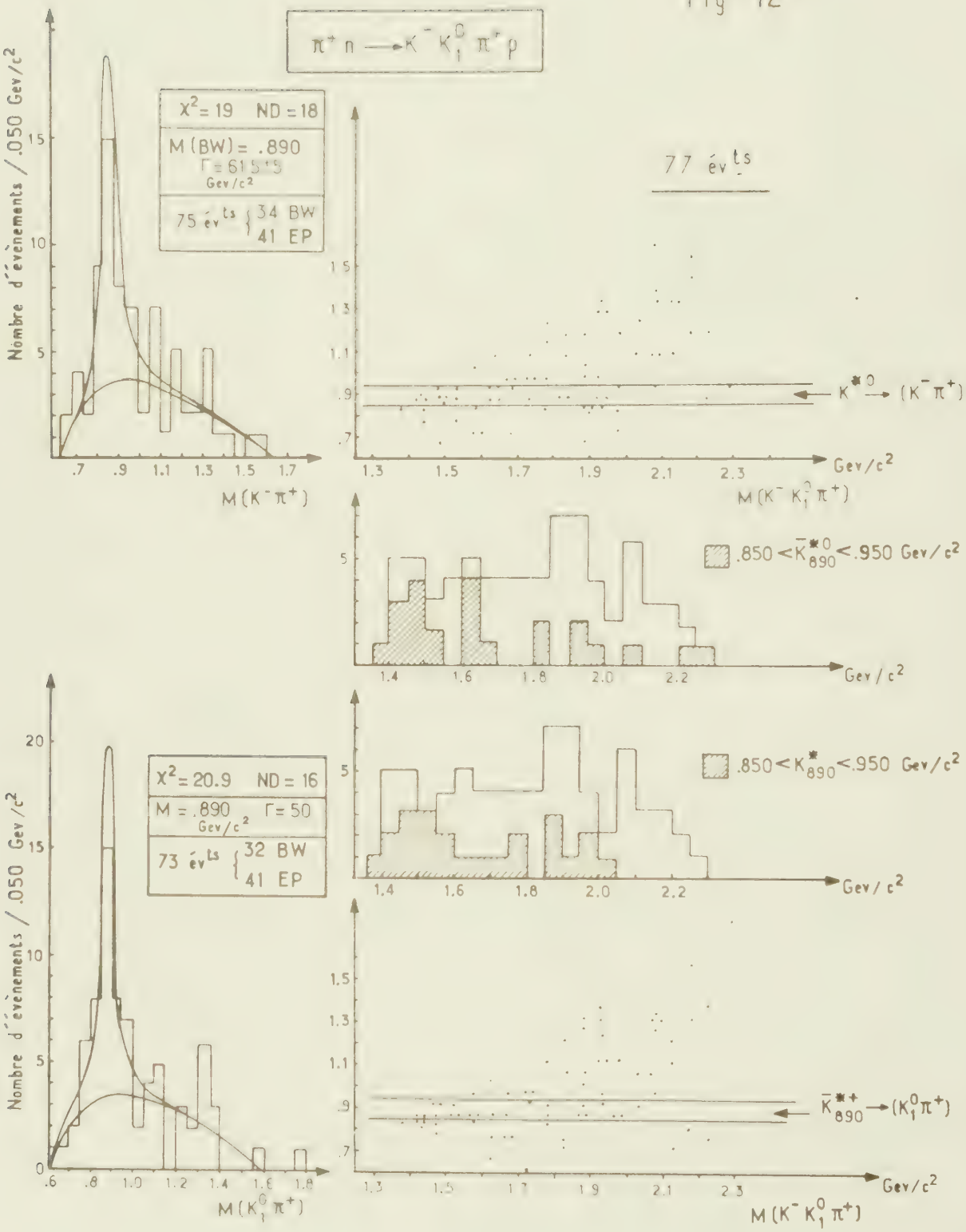

$\pi^+ n \rightarrow p K^+ \bar{K}_1^0 \pi^-$
82 évts
K^*_{890}
χ^2=13.8 ND=19
M(BW)= .890
(Gev/c²) Γ = .050
81 évts { 29 BW 51 EP
Nombre d'évènements /.050 Gev/c²
M ($K^+ \pi^-$)
$K^{*0}_{890} \rightarrow (K^+ \pi^-)$
M ($K^+ K_1^0 \pi^-$)
Gev/c²
.850 < K^{*0}_{890} < .950 Gev/c²
χ^2 = 29.5 ND = 16
M (BW) = .902±.01
(Gev/c²) Γ = .023±.01
82 évts { 44.5 BW 37.5 EP
M ($\bar{K}^0 \pi^-$)
.850 < $\bar{K}^{*-}_{890}$ < .950 Gev/c²
$\bar{K}^*_{890} \rightarrow (\bar{K}^0 \pi^-)$

Fig 12


$\pi^+ n \longrightarrow K^- K_1^0 \pi^+ p$
$\chi^2 = 19$ ND = 18
M (BW) = .890
$\Gamma = 61.5^{+5}$ Gev/c²
75 évts { 34 BW 41 EP
Nombre d'évènements / .050 Gev/c²
M (K⁻ π⁺)
77 évts
$K^{*0} \rightarrow (K^- \pi^+)$
M (K⁻ K₁⁰ π⁺)
Gev/c²
$.850 < \bar{K}^{*0}_{890} < .950$ Gev/c²
$\chi^2 = 20.9$ ND = 16
M = .890 Gev/c² Γ = 50
73 évts { 32 BW 41 EP
M (K₁⁰ π⁺)
$.850 < K^*_{890} < .950$ Gev/c²
$\bar{K}^{*+}_{890} \rightarrow (K_1^0 \pi^+)$
M (K⁻ K₁⁰ π⁺)

1) Les spectres de masse $(K\pi)$ montrent clairement la production de K^*, quel que soit le canal considéré.

Afin d'en déterminer la proportion, un espace de phase statistique, avec une courbe de Breit-Wigner centrée à la masse $M_0 = 890$ Mev/c^2 et ayant une largeur $\Gamma = 50$ Mev/c^2, ont été ajustés sur toutes ces distributions.

Les résultats figurent dans le tableau ci-dessous :

$K\bar{K}\pi$	K^* ou K	$\bar{K}$ ou $\bar{K}^*$	χ^2	ND	Nbre total Evts	Nbre dans BW	Section efficace (μb)
$K_1^\circ K_1^\circ \pi^\circ$	$(K_1^\circ \pi^\circ)$ 2 COMB				14	3	2 μb
$K_1^\circ K_1^\circ \pi^+$	$(K_1^\circ \pi^-)$ 2 COMB		21.9	18	46	13	12.0 ± 3.3
$K^+ K_1^\circ \pi^-$	$(K^+ \pi^-)$	K_1°	13.8	19	82	29	26.7 ± 4.80
	K^+	$(K_1^\circ \pi^-)$	29.5	16	82	44.5	41.0 ± 6.0
$K^- K_1^\circ \pi^+$	$(K_1^\circ \pi^+)$	K^-	20.9	16	77	32	$30. \pm 5.0$
	K_1°	$(K^- \pi^+)$	19	18	77	34	31.2 ± 5.3

Nous constatons que les rapports des proportions de K^* et $\bar{K}^*$ sont compatibles avec 1, à moins de 2 écarts, pour les états $(K^+ K^\circ \pi^-)$ ou $(K^\circ K^- \pi^+)$, ainsi que prévu par la conjugaison de charge.

De plus, nous vérifions que, compte tenu des événements qui appartiennent à la région d'interférence des résonances $K^*_\pm$ et $\bar{K}^*_\pm$ (définies par $.850 < M(K\pi) < .950$ Gev/c^2 de ces combinaisons $(K^- K_1^\circ \pi^+)$, les rapports suivants sont égaux :

$$\frac{(K^+ K_1^\circ \pi^-) + (K^{*\circ} \bar{K}^\circ) + (K^+ \bar{K}^{*-})}{(K^+ K_1^\circ \pi^-)} = (77.5 \pm 8)\,\%$$

$$\frac{(K_1^\circ \bar{K}^- \pi^+) + (K^\circ \bar{K}^{*\circ}) + (K^{*+} \bar{K}^-)}{(K^- K_1^\circ \pi^+)} = (78 \pm 8)\,\%$$

Aussi les spectres de masse $(K^* \bar{K}^\circ)$ et $(K\bar{K}^*)^\circ$ ont-ils été ajoutés (Fig. 13) pour être discutés ensemble (cf. § ci-dessous).

.../...

2) Les spectres de masse $(K\bar{K}\pi)^{\pm}$

a) Le spectre de masse $(K\bar{K}\pi)^{\pm}$ de la réaction (2) porte sur 46 événements dont 13 (en hachuré) appartiennent à la bande de masse du K^{*}_{890} (défini par $.850 < M(K\pi) < .950$ Gev/c^2)

Etant donné notre faible statistique, aucune structure particulière ne peut être mise en évidence.

Cependant il n'existe que peu de résultats concernant les spectres de masse $(K\bar{K}\pi)^{\pm}$ et la plupart des résultats publiés à ce sujet sont à une énergie plus faible que la nôtre:

- l'expérience $\pi^- p$ de BERKELEY entre 1.8 et 4.2 Gev/c (Ref. 24) ne présente aucune structure.

- Il en est de même pour les expériences $p\bar{p}$ où ont été étudiés les systèmes $(K^{\circ}_{1}K^{\circ}_{1}\pi^{\pm})$:

  - au repos (Ref. 35b)
  - à 1.2 Gev/c (Ref. 36)

Toutefois, une expérience $p\bar{p}$ à 0.7 Gev/c (Ref. 34) a permis de mettre en évidence un signal à 5 ou 6 déviations standard, de masse (1540 ± 5) Mev/c^2, dans les distributions de masse $(K^{\circ}K^{\circ}\pi^{\pm})$ lorsque au moins une des combinaisons $(K^{\circ}\pi^{\pm})$ se trouve dans la bande de masse du K^{*}_{890}

Par ailleurs, dans une expérience $\pi^{+}p$ à 8 Gev/c (Ref. 41) ont été observés, d'une part, un signal à $M = (1.490 \pm 20)$ Mev/c^2, avec une largeur $\Gamma = (85 \pm 39)$ Mev/c^2, correspondant à un effet à 4 déviations standard, d'autre part, un signal à $M = (1.690 \pm 16)$ Mev/c^2 et une largeur de (112 ± 60) Mev/c^2, correspondant à un effet de 3.5 déviations standard dans le spectre $(KK\pi)^{+}$ de la réaction $\pi^{+}p \rightarrow (KK\pi)^{+}n$, où au moins une des combinaisons de masse $(K\pi)$ se trouve dans la bande de masse du K^{*}_{890} $.84 < M(K\pi) < .94$ Gev/c^2 du K^{*}_{890}. Le nombre d'événements dans le spectre est de 220 et l'ajustement très correct ($\chi^2 = 17$ pour 32 degrés de liberté).

Il semble possible de penser que, si à 0.7 Gev/c, l'énergie dans le centre de masse (~ 2 Gev) ne permet que difficilement d'observer une résonance de masse ~ 1.7 Gev/c^2, les signaux à 1.54 Gev/c^2 et 1,49 Gev/c^2 observés (respectivement : Réf. 34 et Ref. 41) peuvent être considérés, compte tenu des erreurs sur les masses obtenues lors des ajustements, comme correspondant au même état d'isospin 1.

.../...

En ce qui concerne notre expérience, les quelques événements situés dans les bandes de masse (1450 - 1550 Mev/c^2) et (1600 - 1650 Mev/c^2) où une combinaison ($K\pi$) appartient à la bande de masse du K^*_{890} nous permettent de donner la limite supérieure des sections efficaces correspondant à la production de tels états à 5 Gev/c .

$$\sigma\left((K\bar{K}\pi)^+_{1450-1550} + K^{*\pm}\bar{K}^\circ\right) \leq (1.8 - 1.3)\ \mu b$$

$$\sigma\left((K\bar{K}\pi)^+_{1600-1650} + K^{*\pm}\bar{K}^\circ\right) \leq (3.6 \pm 1.8)\ \mu b$$

2) Le spectre de masse $(K\bar{K}\pi)^\circ$ a été étudié dans 3 expériences:

a) Dans le canal $K^- p \to \Lambda^\circ (K\bar{K}\pi)^\circ$, BARNES et Al. (Ref. 42a) et AMMAR et Al (Ref. 42b) n'ont trouvé aucun signal dans le sepctre de masse ($K\bar{K}\pi$)° alors qu'ils espéraient ainsi mettre en évidence la désintégration du f'_{1515} sous la forme $(KK^*)^\circ$.

b) Dans la réaction $\pi^- p \to (K\bar{K}\pi)^\circ n$, DAHL et Al (Ref. 24) n'ont observé que la production des mesons D° et E° à 1280 et 1420 Mev/c^2 respectivement . Ce sont actuellement les seules résonances se désintégrant en $(K^*\bar{K} + K\bar{K}^*)^\circ$ dont les nombres quantiques $I^G J^P = (0^+ 1^+)$ et $(0^+ 0^-)$ respectivement, aient été déterminés (Ref. 35d) après leur mise en évidence.

c) Enfin, dans l'étude de la réaction $p\bar{p} \to K^\circ K^\pm \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ à 3 et 4 Gev/c, FRENCH et Al (Ref. 43) ont mis en évidence un signal à 2 déviations standard dans le spectre de masse $(K\bar{K}\pi)^\circ$ dans la région 1675 - 1725 Mev /c^2

Dans la même région , un signal faible - à 2 déviations standard cependant - avait été signalé dans une expérience similaire à 3,7 Gev/c par BALTAY et Al .(Ref. 44).

Les spectres de masse $(K\bar{K}\pi)^\circ$ de notre expérience sont présentés en détail (Fig 11 et 12) (en hachuré sont représentés les événements où une combinaison de masse ($K\pi$) se trouvent dans la bande de masse du K^*_{890}) dont la somme est représentée (Fig 13).

Nous constatons, tout d'abord, qu'aucun événement ne se trouve produit avec une masse inférieure à 1.350 Gev/c^2 :

- la section efficace $\sigma(\pi^- n \to p\ D^\circ_{1280})$ est compatible avec zéro à 5.1 Gev/c.

.../.

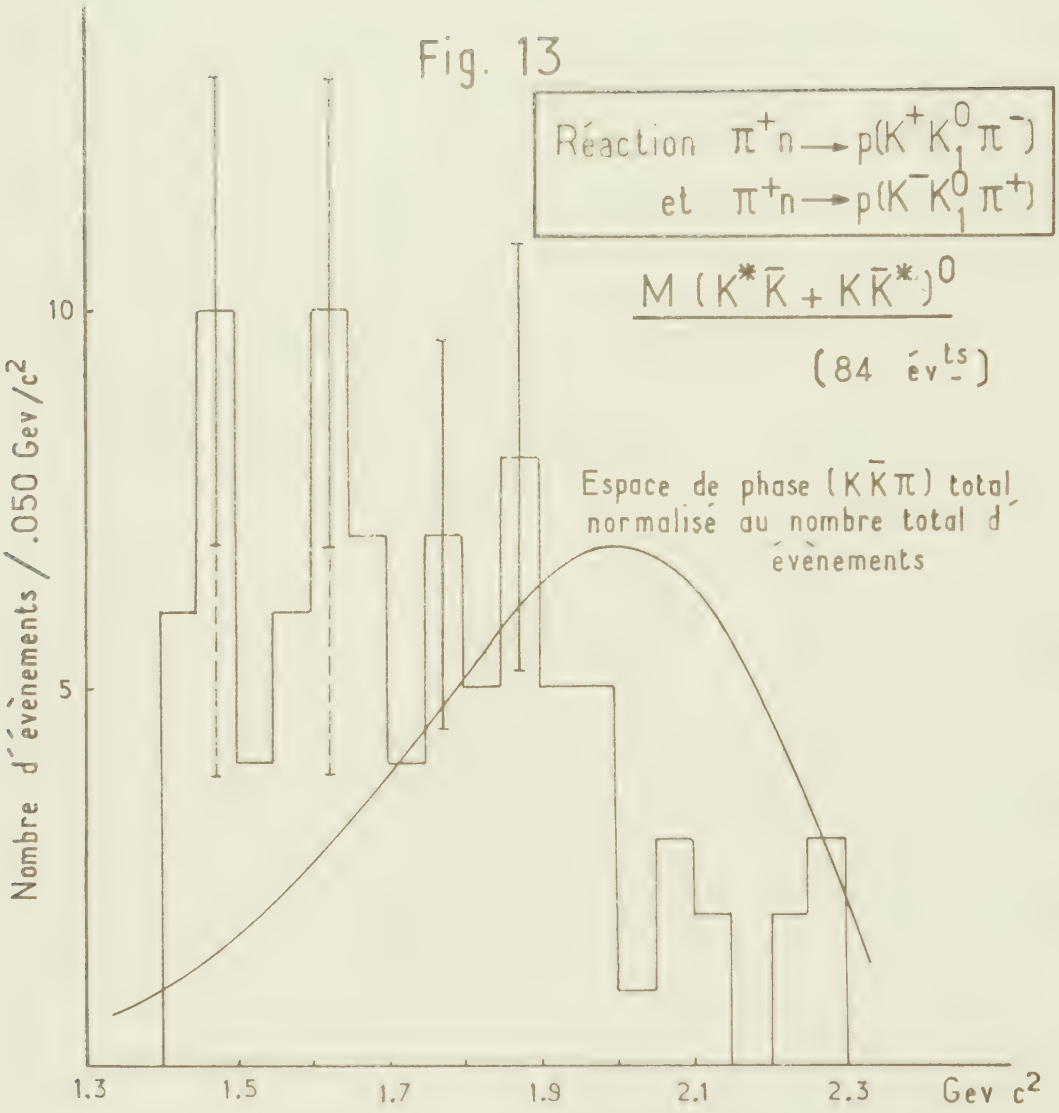


Fig. 13
Réaction $\pi^+ n \rightarrow p(K^+ K_1^0 \pi^-)$
et $\pi^+ n \rightarrow p(K^- K_1^0 \pi^+)$
$M\,(K^* \bar{K} + K \bar{K}^*)^0$
(84 évts)
Espace de phase $(K \bar{K} \pi)$ total normalisé au nombre total d'évènements
Nombre d'évènements / .050 Gev/c²
10
5
1.3
1.5
1.7
1.9
2.1
2.3
Gev c²

Par ailleurs, un signal nettement au-dessus de l'espace de phase se présente dans la région de masse du E_{1420}, la largeur étant $\simeq$ 50 Mev.

Ce signal subsiste lorsque une sélection est effectuée avec les événements appartenant à la bande de masse du K^{*}_{890}: il monte alors à 2.5 écarts -type au-dessus de l'espace de phase. (Fig. 13)

Un signal identique - ou plus proche de la position de E° - devrait être observé dans le spectre ($K^{\circ}\bar{K}^{\circ}\ \pi^{\circ}$) à cause de la parité $G = -1$ de cette résonance qui autorise sa désintégration en ($K^{\circ}_{1}K^{\circ}_{1}\ \pi^{\circ}$) et non en ($K^{\circ}_{1}K^{\circ}_{2}\ \pi^{\circ}$).

Nous observons, en fait, 2 événements qui se désintégrent en ($K^{*}\bar{K}$ ou $K\bar{K}^{*}$).

Ils correspondent à une section efficace :

$$\sigma\ (\pi^{+} n \rightarrow (K^{*}\bar{K} + K\bar{K}^{*})^{\circ}_{1420-1440} p) = (1.3 \pm 0.9)\mu\ b$$

La section efficace correspondant à un signal situé à 1.470 Gev/c^2 est de (6 4 + 2 4)μb , si l on compte 7 événements au-dessus d'un espace de phase ($K\bar{K}\ \pi$) déformé pour tenir compte de la sélection des événements ($K^{*}\bar{K}$ + $K\bar{K}^{*}$) .

Par ailleurs, le signal situé aux environs de 1.64 Gev/c^2 correspondrait à une section efficace :

$$\sigma\ (\pi^{+} n \rightarrow (K^{*}\bar{K} + K\bar{K}^{*})^{\circ}_{1640}\ p) = (5.5 \pm 2.2)\mu b$$

Ce signal pourrait être rapproché du signal présenté par B. FRENCH et situé dans la région de masse 1.675-1.725 Gev/c^2 : de nombreuses expériences $p\bar{p}$ ont, en effet, permis de constater un léger déplacement de la valeur des masses des résonances par rapport à celles de ces mêmes résonances observées dans des expériences π-nucléon.

Le tableau, ci-contre, résume la situation concernant les résonances (ou signaux) se désintégrant en ($K\bar{K}\pi$) et ($K^{*}\bar{K}$ + $K\bar{K}^{*}$), avec les résultats de notre expérience : les points d'interrogation montrent que de nombreuses questions restent posées et que des statistiques importantes sont nécessaires pour y répondre sans équivoque.

-:-:-:-:-:-:-:-:-

.../...

RESONANCES SE DESINTEGRANT EN $K\bar{K}\pi$

ET RESULTATS DE NOTRE EXPERIENCE

Réaction $\pi^+ d$ à 5.1 Gev/c	Nbre total Evts	Section efficace (μb) réaction	Section efficace (μb) $K^{\times}\bar{K}+K\bar{K}^{\times}$	Res	Masse de la resonance ou position du signal (Mev/c^2)	σ eff. (μb)	CORRELATIONS	Exp. $\bar{p}p$, $\bar{p}p$, ou Kp	Masse et largeur (Mev/c^2)	$\frac{K^{\times}\bar{K}+K\bar{K}^{\times}}{K\bar{K}\pi}$	G_J^P	Ref.
$(K\bar{K}^{\times})^+$	46	42.4 ± 6.6	12.0 ± 3.3	F_1	Pas de signal	1.8 ± 1.3		$\bar{p}p$ à 0.7 Gev/c	1540 ± 5 40 ± 15	100%	$1^?$ 1^- ou 2^-	(34)
								$\bar{p}p$ arrêt	RIEN			(35b)
								$\bar{p}p$ à 1.2 Gev/c	RIEN			(36)
								$\bar{p}p$ à 8Gev/c	1490 ± 20 85 ± 39 1690 ± 16	100% 100%	$1^?$ $1^?$	(41)
				(?)	Pas de signal	36 ± 1.8						
$(K\bar{K}\pi)^0$	159	172 ± 14	134 ± 12	D^0	(aucun évènement)	0.		$\bar{p}p$ à 2.5 – 4.2 Gev/c	1283 ± 5 35 ± 10 1420 ± 20 60 ± 20		$0^+ 1^+$ $0^+ 1^+$ $(2^-, 0^-)$	(24)
				E'	1470 ($\Gamma \simeq 50$)	6.4 ± 2.4	⟷ (?)					
				(?)	1640	5.5 ± 2.2	⟷ (?)	$\bar{p}p$ (3.4) Gev/c et (3.7) Gev/c	1675, 1725			(43) (44)
								K^-p $(K\bar{K}\pi)n$	RIEN			(42)

.../...

CHAPITRE IV

ETUDE DES REACTIONS $\pi^+ n$ COMPORTANT LA PRODUCTION DE PAIRES YK

Nous présentons, dans ce Chapitre, les résultats expérimentaux relatifs à des réactions à 2 corps et à quasi-2-corps, pour lesquelles on peut observer un baryon Λ^0, Σ^0 ou $\Sigma^\pm$, dans l'état final.

Si nous adoptons la notation généralisée (Ref. 5) dans laquelle les lettres Λ^0, Σ représentent soit des particules, soit des résonances baryoniques étranges d'isospin I = 0 ou I = 1 respectivement, tous les états que nous étudierons appartiennent à l'une des 6 réactions :

$\pi^+ n \to \Lambda^0 K^+$	(1)	ou $\pi^+ n \to \Lambda^0 K^{*+}$	(1'), de la catégorie (I)
$\pi^+ n \to \Sigma^0 K^+$	(2)	ou $\pi^+ n \to \Sigma^0 K^{*+}$	(2'), de la catégorie (II)
$\pi^+ n \to \Sigma^+ K^0$	(3)	ou $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^{*0}$	(3'), de la catégorie (III)

Dans un schéma de production donné, les nombres quantiques échangés doivent satisfaire à chaque vertex, aux lois de conservation.

1) Dans l'hypothèse d'un échange mésonique :

- la conservation du moment angulaire et de la parité interdit le vertex $K\bar{K}\pi$
- la conservation de l'isospin au vertex baryonique permet de prévoir l'échange d'isospin:
  - I = 1/2 pour les réactions de la catégorie (I)
  - I = 1/2 ou 3/2 " " " (II)
  - I = 3/2 " " " (III)

Par conséquent, les trajectoires échangeables pour l'ensemble des réactions (I) et (II) pourront être celle (s) du K^* ou (et) du K^{**}, avec en plus, celle du K pour les réactions (1') et (2').

En ce qui concerne les réactions (III), un état mésonique ayant I = 3/2 ne peut être formé de la combinaison $q\bar{q}$ d'un quark et d'un antiquark (exotisme de première espèce) et aucune trajectoire mésonique ne pourra participer à ces réactions, dans le schéma d'un modèle périphérique.

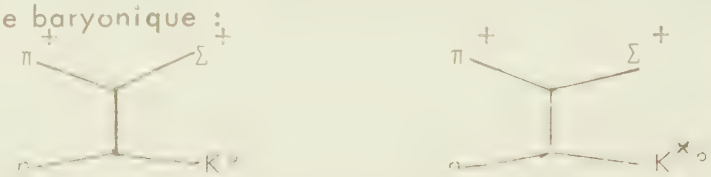
.../...

2) Dans l'hypothèse d'un échange baryonique :

- la conservation de l'isospin au vertex baryonique impose $I = 1$ pour l'ensemble des réactions (I) et (II), et $I = 0$ ou $I = 1$ pour les réactions (III).

En conséquence, les trajectoires baryoniques étranges échangeables seront du type Σ pour les réactions (I),(II) et (III) ainsi que Λ dans le cas particulier des réactions de la catégorie (III)

En conclusion, les réactions (3) et (3') ne seront observables que dans les schémas d'échange baryonique :



Elles seront, de ce fait difficilement observables étant donné la valeur des sections efficaces correspondant à de tels échanges.

I - REACTIONS A 2 CORPS :

D'après ce qui vient d'être dit, les 2 réactions considérées dans ce paragraphe devraient être :

$$\pi^+ n \rightarrow \Lambda^\circ K^+ \qquad (1)$$

$$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^\circ K^+ \qquad (2)$$

$$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^+ K^\circ \qquad (3)$$

En réalité, tous les événements n'ont pu être testés avec l'hypothèse (2) du fait que certains programmes de cinématiques utilisés ne permettaient pas de reconstruire le Σ° à partir de la réaction $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^\circ K^+ \gamma$, souvent ambiguë avec la réaction (1) et la réaction (1').

Aussi, avons-nous traité globalement les réactions (1) et (2) en signalant seulement au passage les biais apportés dans les distributions par la présence de Σ° non identifiés.

A/ Réactions $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^\circ K^+$ et $\pi^+ n \rightarrow \Sigma^\circ K^+$

1) Les sections efficaces totales ont été évaluées à partir d'un lot cohérent d'événements appartenant aux réactions (1) et (2).

.../...

$$\sigma(\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+) = (42.1 \pm 4.2)\,\mu b$$

$$\sigma(\pi^+ n \to \Sigma^\circ K^+) = (23.2 \pm 2.3)\,\mu b$$

soit globalement :

$$\sigma(\pi^+ n \to Y^\circ K^+) = (65.3 \pm 6)\,\mu b$$

Ces valeurs sont en bon accord avec celles que l'on déduirait par interpolation à notre énergie des résultats obtenus dans des interactions π-p, ainsi que le montre la figure 20 . Nous verrons en détail au Chapitre V comment l'hypothèse d'échange d'un méson K^* (ou K^{**}) nous permet cette comparaison dans le cadre du modèle simple des pôles de REGGE, l'avantage de la réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$ étant constitué par l'ajustement à 4 contraintes.

2) La distribution angulaire du Λ° dans le centre de masse général (Fig. 14a) est fortement "piquée" vers l'arrière puisque, sur 124 événements, 101 sont tels que $\cos\theta^* < -.9$.

Par ailleurs, en ce qui concerne les échanges baryoniques qui participent à cette réaction, nous constatons que, seuls 3 événements ayant $\cos\theta^* > 0$, peuvent être considérés comme les mettant en évidence.

La limite supérieure de la section efficace de production en serait alors , compte tenu de la correction de détection de ces événements difficile à observer :

$$\sigma_B \quad (\pi^+ n \to Y^\circ K^+) = (3.2 \pm 2.0)\,\mu b$$

3) La section efficace différentielle (Fig. 14b) en fonction du moment de transfert t montre un pic à l'avant, caractéristique d'échange mésonique, ajustable avec une expression de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \quad e^{bt} \qquad \text{avec } b = -(8.3 + 0.7)(\text{Gev})^{-2}$$

Pour $|t| \simeq .4\ (\text{Gev})^{-2}$, la courbe $\frac{d\sigma}{dt}$ passe par un minimum qui peut être interprété à partir d'un modèle simple à pôle de REGGE (Chapitre V) ou complexe (Chapitre VI).

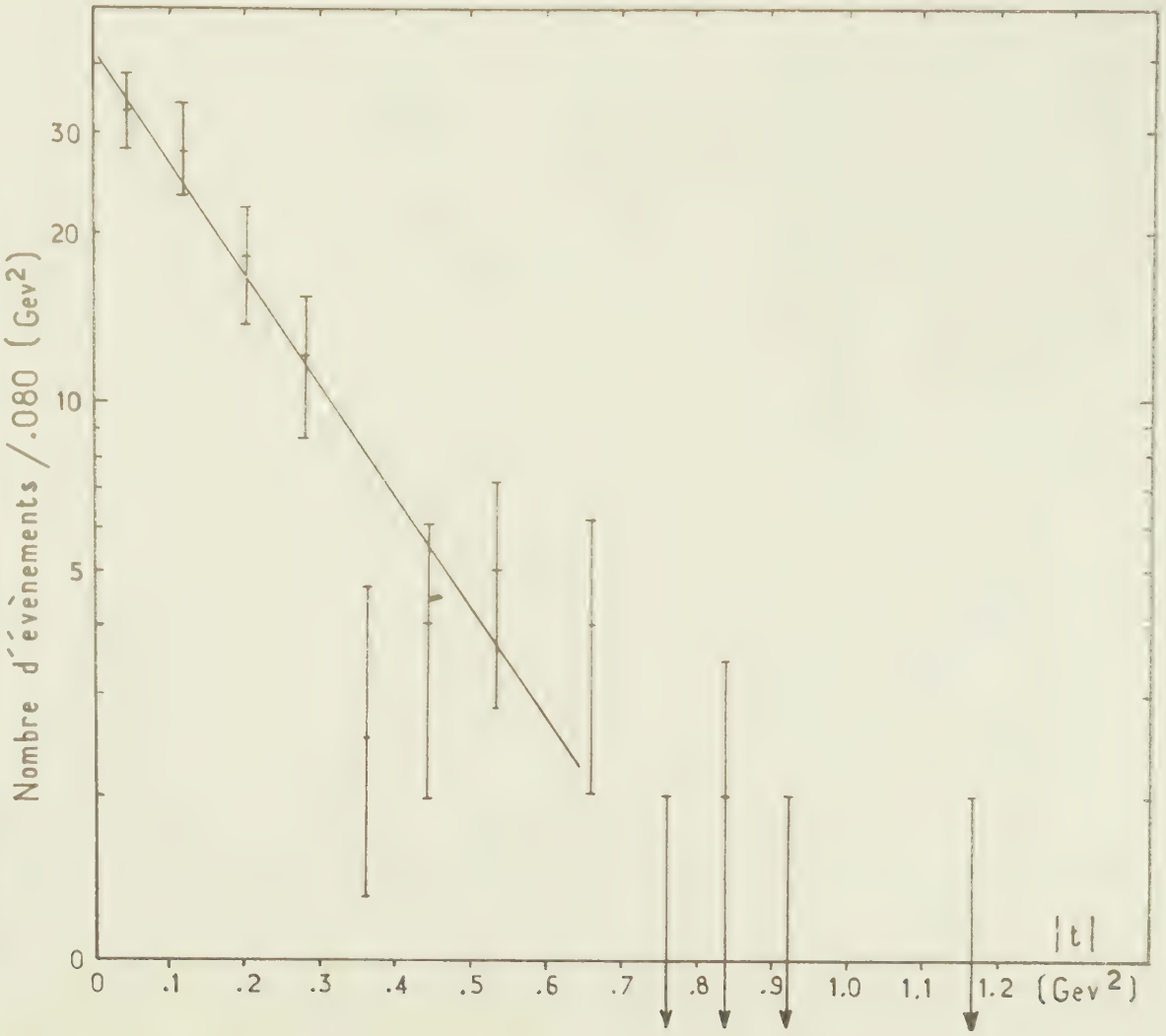
4) La polarisation du Λ° :

D'une manière générale, la désintégration du $\Lambda^\circ \to p\ \pi^-$ permet une analyse de sa polarisation.

.../...

Fig. 14

Réaction. $\pi^+ n \longrightarrow \Lambda^0 K^+$
$\pi^+ n \longrightarrow \Sigma^0 K^+$



Si l'on définit la normale au plan de production comme $\vec{n} = \vec{P}_{inc} \wedge \vec{P}_K$ (convention de Bâle, 1966) la distribution angulaire du proton de désintégration dans le système de référence du Λ° au repos, peut être mis sous la forme :

$$\frac{d\ N}{d\ (\cos\ \theta_p)} = A\ (\ 1 + \alpha_\Lambda\ P \cos\ \theta_p)$$

où :

- α_Λ =(0.646 + 0.016)(Ref. 5) est le paramètre d'asymétrie du Λ°

- cos θ_p est le cosinus de l'angle entre la direction de l'impulsion du proton et la normale au plan de production du Λ°, dans le système défini ci-dessus.

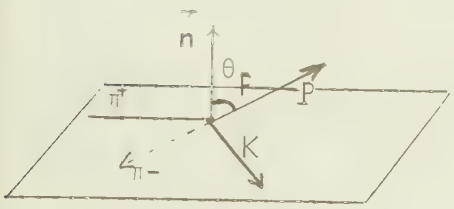
- P est la polarisation du Λ° mesurée le long de la normale au plan de désintégration.

La normalisation de cette distribution impose :

$$\int_{-1}^{+1} \frac{d\ N}{d(\cos\theta\ )}\ .\ d(\cos\ \theta\ ) = \frac{N}{2}(\ 1 + \alpha_\Lambda\ P\ \cos\ \theta_p)$$

- si N représente le nombre total des événements dans un intervalle où la polarisation du Λ° est P.

Les nombres N_+ et N_- d'événements ayant leur spin respectivement au-dessus et au-dessous du plan de production sont donnés par:



$$\int_0^1 \frac{d\ N}{d(\cos\ \theta_p)}\ .\ d(\cos\ \theta_p) = \frac{N}{2}(1 + \frac{\alpha\ P}{2}) = N_+$$

$$\int_{-1}^0 \frac{d\ N}{d(\cos\ \theta_p}\ d(\cos\ \theta_p) = \frac{N}{2}(\ 1 - \frac{\alpha\ P}{2}) = N_-$$

Ils permettent de déduire :

$$P = \frac{2}{\alpha_\Lambda} \cdot \frac{(N_+ - N_-)}{(N_+ + N_-)}$$

l'erreur sur cette grandeur étant obtenue à partir de la fonction de vraisemblance pour une loi de probabilité binomiale. Cette méthode nécessite une grande statistique.

.../...

Nous lui avons préféré la méthode expérimentale qui consiste à calculer la valeur moyenne de $\cos\theta_P$:

$$\int_{-1}^{+1} \frac{dN}{d(\cos\theta_P)} \cos\theta_P \, d(\cos\theta_P) = \frac{\alpha P}{3}$$

et $$P = \frac{3}{\alpha N} \left(\sum \cos\theta_{iP} \pm \sqrt{\sum (\cos\theta_{iP})^2} \right)$$

La figure 25 représente la polarisation du Λ° en fonction du moment de transfert : d'abord négative pour les valeurs de $|t| \leq .4$ $(Gev)^2$, elle s'annule à une valeur de $|t|$ proche de celle pour laquelle un minimum a été observé dans la section efficace différentielle.

Ce sont ces résultats que nous tenterons d'expliquer dans le Chapitre VI par un modèle complexe à pôle de REGGE.

B/ Réaction $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ$

Parmi les 6 événements que nous avons identifiés comme appartenant à cette réaction, un seul permet d'observer simultanément la désintégration du Σ^+ et du K°.

Par ailleurs, 3 des événements restants sont des $\Sigma^+ \to \pi^+ n$ qui ont permis de déterminer la valeur de la section efficace

$$\sigma(\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ) = (2.7 \pm 1.5) \, mb$$

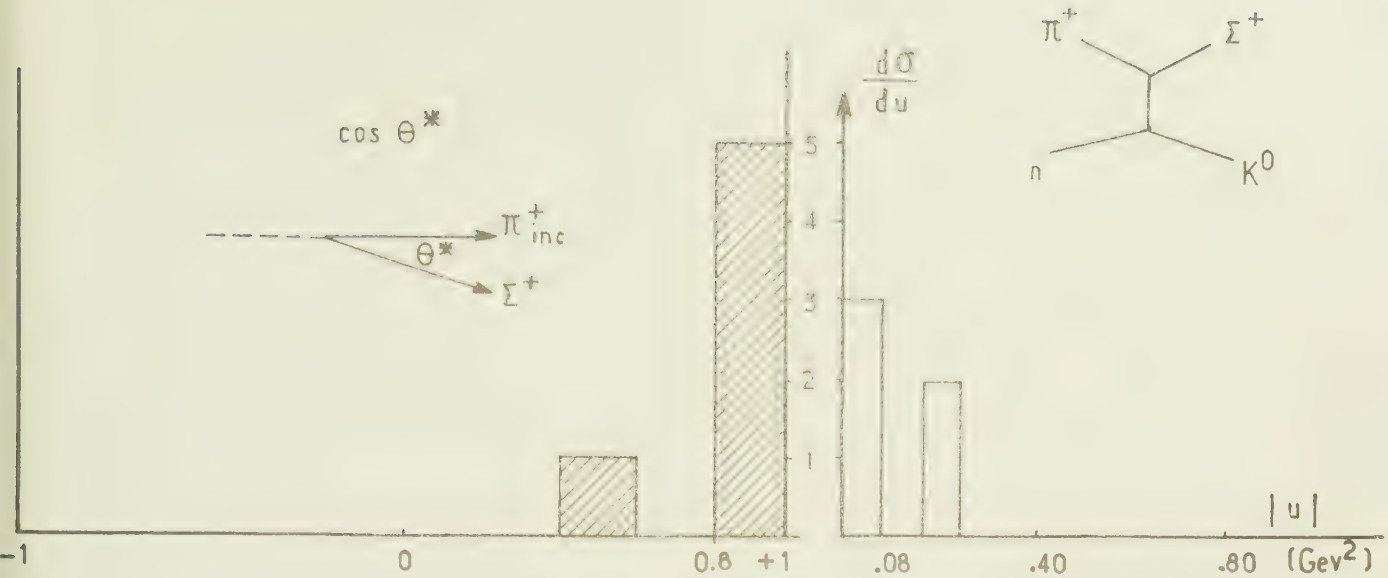
Cette valeur compilée avec celles qui ont été obtenues dans des réactions $\pi^- p$ pour le canal symétrique de charge (Fig. 22) donne, ainsi que nous le verrons dans le Chapitre V , un bon accord avec l'interprétation d'échange baryonique dans le cadre du modèle des pôles de REGGE.

L'observation que l'on peut faire sur la distribution angulaire de ces événements dans le centre de masse de l'interaction $\pi^+ n$ (Fig. 15a) confirme cette interprétation.

Les 6 événements sont concentrés à l'avant et 5 d'entre eux sont produits avec une faible valeur du moment de transfert ($|t| \leq .3$ Gev^2) (Fig. 15 b) - selon le schéma d'échange que nous avons prévu ci-dessus.

.../...

Fig. 15 $\pi^+ n \longrightarrow \Sigma^+ K^0$



II - ETATS FINALS A 3 CORPS -

Les résultats de ce paragraphe concernant les réactions :

$\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+$

$\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^0$

$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^+ K^+ \pi^-$

$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^- K^+ \pi^0$

$\pi^+ n \rightarrow \Sigma^- K^+ \pi^+$

dont les nombres d'événements et les sections efficaces totales ont été donnés dans le Tableau V.

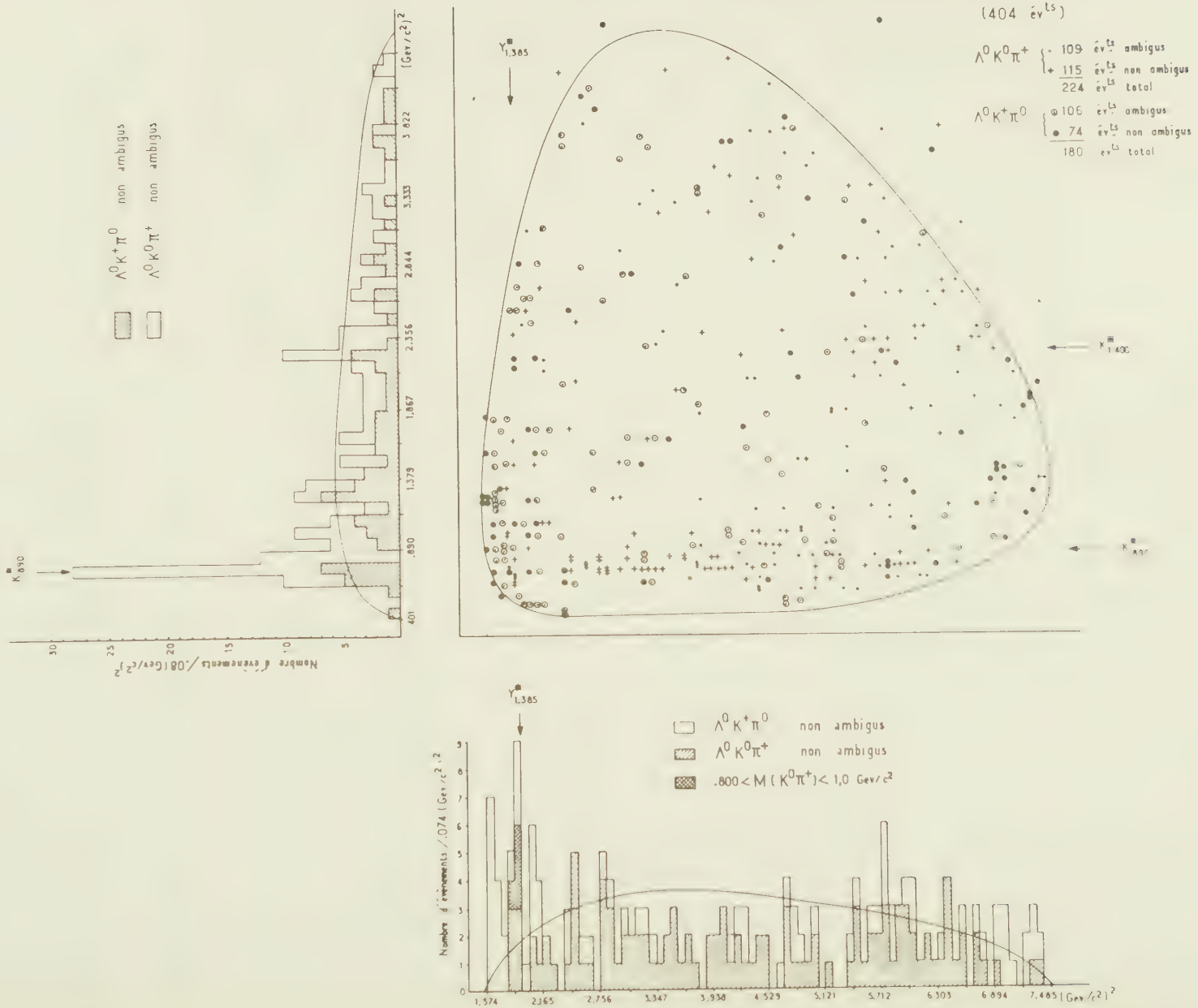
La figure 6, où nous avons fait figurer ces valeurs avec celles obtenues dans le canal symétrique de charge des réactions $\pi^- p$ nous a permis de constater que la section efficace totale décroit fortement à 5 Gev/c.

Il en est de même pour les réactions à 2 corps et à quasi-2-corps, ainsi que nous le verrons dans le Chapitre V.

Les spectres de masse $Y\pi$, $K\pi$ et YK ont été systématiquement analysés, mais ces états à notre énergie semblent dominés par la présence de résonances de manière à favoriser les états du type ΛK^+ (ou K^*) et ΣK^+ (ou K^*) et nous vérifierons, en fait, lorsque la statistique dont nous disposerons sera suffisante pour le faire, que les états $\Sigma^+ K^0$ (ou K^*) ne sont produits qu'avec de très faibles sections efficaces, conformément à un mode de production par échange baryonique.

.../...

Fig. 16 Diagramme de DALITZ de $\pi^+ n \to (\Lambda^0 K^0 \pi^+) + (\Lambda^0 K^+ \pi^0)$



Les valeurs des masses, largeur et pourcentage de chaque résonance ont été obtenus à partir de l'ajustement des distributions expérimentales avec des espaces de phase modifiés, ainsi que nous l'avons signalé dans le Chapitre III, pour tenir compte du mouvement de la cible, et des fonctions de Breit-Wigner simples multipliées par cet espace de phase.

Dans les réactions dont la statistique est faible, la masse et (ou) la largeur ont été laissées fixes pour la détermination du pourcentage des états résonnants.

A/ Réactions $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^\circ \pi^+$ et $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+ \pi^\circ$:

Le diagramme de DALITZ est dessiné figure 16 avec des notations correspondant aux événements ambigus et non ambigus de ces réactions.

1) En effet, quelques anomalies dans les projections des spectres de masse $(K\pi)$ et $(\Lambda\pi)$ nous ont obligé à distinguer ces catégories d'événements:

a) En ce qui concerne le spectre de masse $(\Lambda^\circ \pi^+)$ qui est partiellement représenté (Fig. 16c), un pic est observable dans une région de masse voisine de celle du Σ^+_{1385}.

En fait, l'élimination des événements dont la combinaison de masse est située dans la bande de masse du K^* $(.850 < M(K\pi) < .95$ Gev/$c^2)$ montre que la limite supérieure de la section efficace est compatible avec zéro :

$$\sigma(\pi^+ n \to \Sigma^+_{1385} K^\circ) \leq (0.8 \pm 0.6)\mu b$$

b) Une accumulation d'événements semble présente pour les faibles valeurs de la masse $(\Lambda^\circ \pi^\circ)$ et nettement hors de l'espace de phase.

Nous avons considéré qu'elle était due à la présence d'événements $(\Lambda^\circ\gamma)$ qui n'avaient pas pu être identifiés comme Σ° par le programme.

L'existence d'événements (Σ°) qui contaminent notre lot identifié comme $(\Lambda^\circ \pi^\circ)$ peut d'ailleurs être confirmée par la présence, dans cette même distribution $M(\Lambda^\circ \pi^\circ)$ d'événements Λ°_{1405}.

Ces événements sont, en fait surtout gênants dans le spectre $M(K^+\pi^0$ car il semble que l'on puisse les rendre responsables d'une accumulation que nous avons observée aux environs de 1. Gev/c^2 et qui a pour conséquence d'élargir le spectre K^* dans l'ajustement total (cf. § 3 ci-dessus).

.../...

2) Le spectre de masse $M(K^{\circ}\pi^{+})$ (Fig. 17) montre une production importante de K^{*+}_{890}.

Pour la distribution $M(K^{\circ}\pi^{+})$, elle est de 27 % correspondant à 75 événements - lorsque la masse est fixée à .890 Gev/c^2 - La largeur donnée par l'ajustement (Γ = .047 + .005 Gev/c^2) est tout à fait compatible avec la valeur des tables de Berkeley (Ref. 5).

Dans les mêmes conditions d'ajustement, le nombre d'événements $K^{*} \to (K^{+}\pi^{\circ})$ est trouvé égal à : 44.

Le rapport
$$\frac{K^{*} \to (K^{\circ}\pi^{+})}{K^{*} \to (K^{+}\pi^{\circ})} = 1.7 + 0.32$$

est tout à fait compatible avec la valeur 2 calculée à partir des coefficients de CLEBSCH-GORDAN.

Dans ces conditions, la section efficace est :

$$\boxed{\sigma(\pi^{+}n \to \pi^{\circ} K^{*+}, K^{*+} \to (K^{\circ}\pi^{+}) + (K^{+}\pi^{\circ}) = (44. + 5.)\mu b}$$

Remarquons que l'ajustement du spectre total $(K\pi)^{+}$ par une courbe de Breit-Wigner dont la masse est fixée à .890 Gev/c^2 et dont la largeur est laissée variable, donne Γ = (.105 + .010) Gev/c^2 pour la valeur de cette dernière. La section efficace serait alors (53.5 + 6.4) μ b, vraisemblablement trop élevée pour les raisons que nous avons suggérées ci-dessus;

Le spectre $(K\pi)^{+}$ total est élargi par l'accumulation d'événements de la distribution $(K^{+}\pi^{\circ})$ alentour la valeur de 1 Gev/c^2, que nous avons attribuée à des événements $(K^{+}\gamma)$ dont le γ lent appartiendrait en fait à la désintégration des $\Sigma^{\circ} \to \Lambda^{\circ}\gamma$ non identifiés par les programmes.

B/ Etude particulière de la réaction à quasi-2-corps $\pi^{+}n \to \pi^{\circ} K^{*+}$:

Les événements ont été choisis comme appartenant à cette réaction lorsque la masse $(K\pi)$ était telle que $.850 < M(K\pi) < .950$ Gev/c^2.

1) La distribution angulaire du K^{*} dans le centre de masse général (Fig. 18a) montre une production fortement périphérique, puisque 80 % des événements sont tels que $\cos\theta^{*}$ 8

.../...

Fig. 17

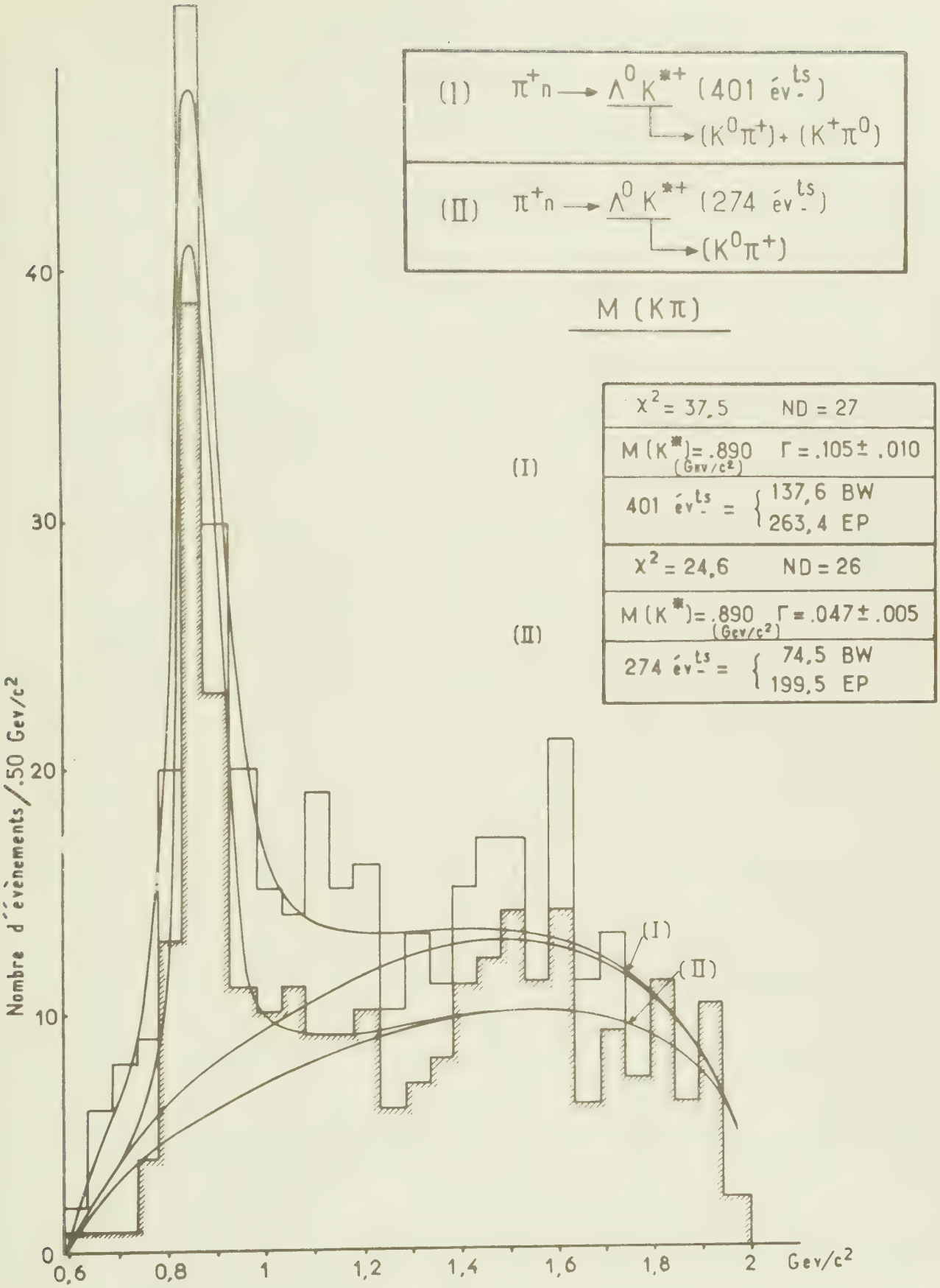
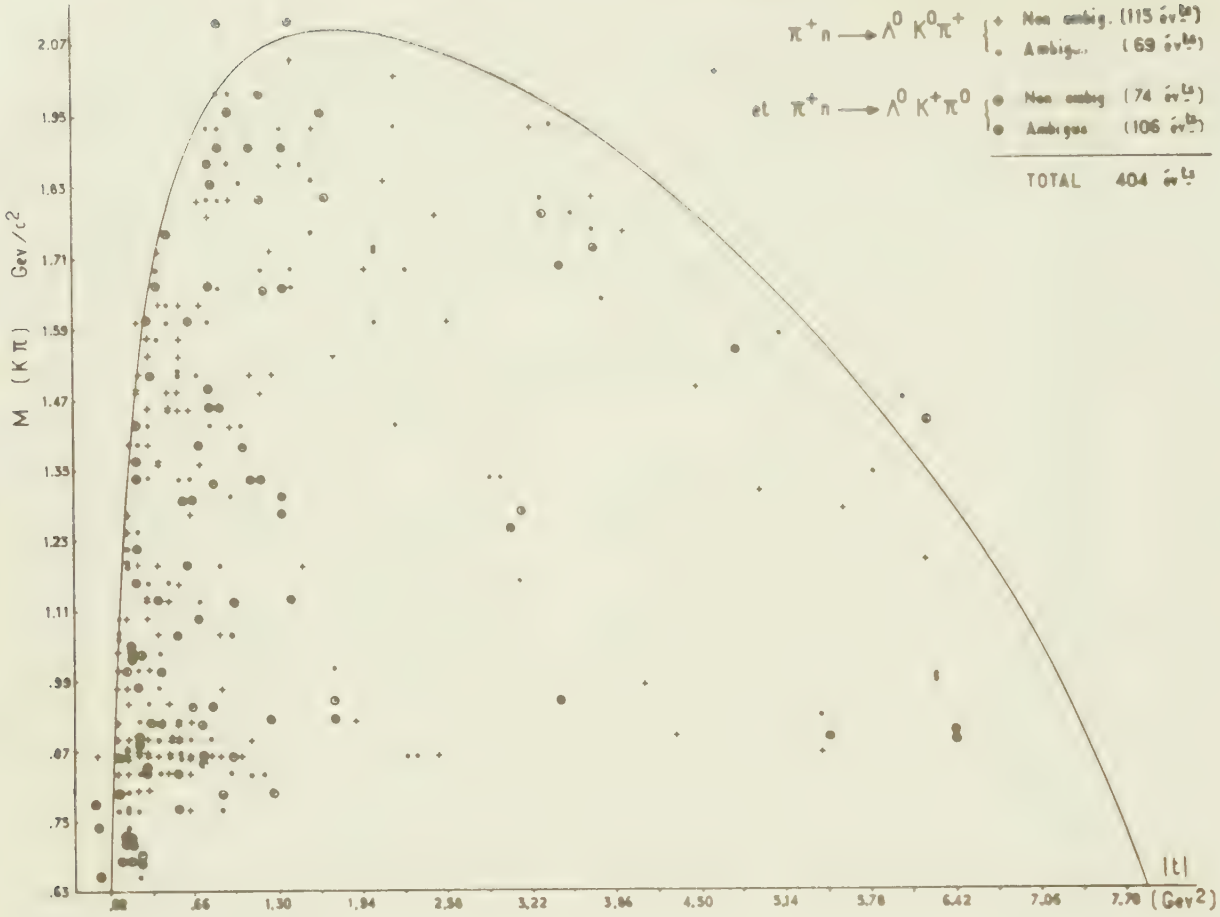
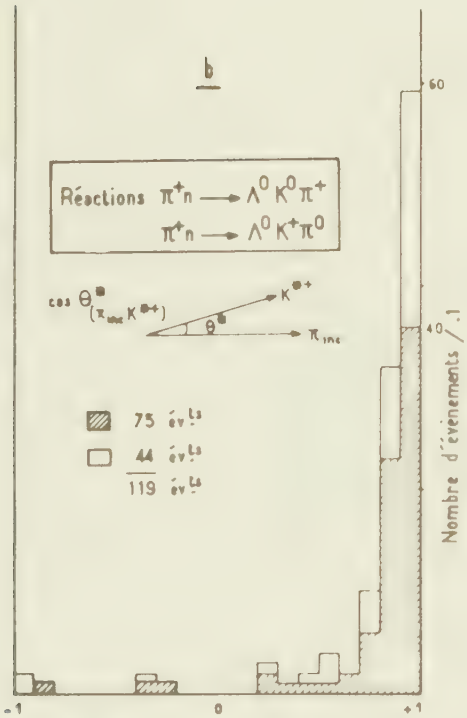
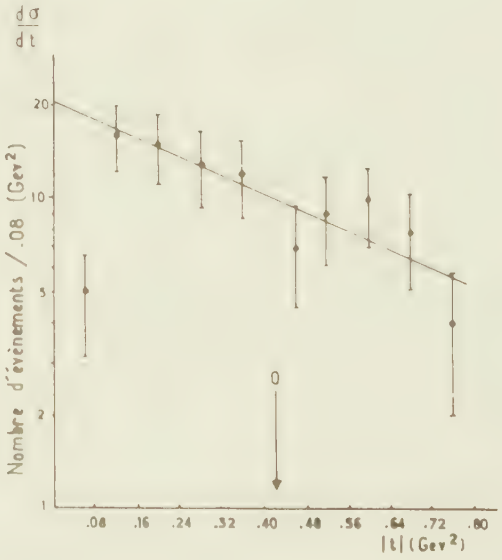

(I) $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^{*+}$ (401 évts)
$\rightarrow (K^0\pi^+) + (K^+\pi^0)$
(II) $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^{*+}$ (274 évts)
$\rightarrow (K^0\pi^+)$
M (Kπ)
(I)
$\chi^2 = 37,5$ ND = 27
M (K*) = .890 (Gev/c²) Γ = .105 ± .010
401 évts = 137,6 BW / 263,4 EP
(II)
$\chi^2 = 24,6$ ND = 26
M (K*) = .890 (Gev/c²) Γ = .047 ± .005
274 évts = 74,5 BW / 199,5 EP
Nombre d'évènements /.50 Gev/c²
0
10
20
30
40
0,6
0,8
1
1,2
1,4
1,6
1,8
2
Gev/c²
(I)
(II)

Fig 18


a
Diagramme de CHEW-LOW
$\pi^+ n \longrightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+$
Non ambig. (115 évts)
Ambigu. (69 évts)
et $\pi^+ n \longrightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^0$
Non ambig (74 évts)
Ambigus (106 évts)
TOTAL 404 évts
M (K π) Gev/c²
|t| (Gev²)


b
Réactions $\pi^+ n \longrightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^+$
$\pi^+ n \longrightarrow \Lambda^0 K^+ \pi^0$
$\cos \theta^*_{(\pi_{inc} K^{*+})}$
K^{*+}
θ^*
π_{inc}
75 évts
44 évts
119 évts
Nombre d'évènements /.1


$\frac{d\sigma}{dt}$
Nombre d'évènements /.08 (Gev²)
|t| (Gev²)

2) La distribution $\frac{d\sigma}{dt}$ de la section efficace différentielle (Fig 18b) présente un pic à l'avant, ajustable par une expression de la forme $d\sigma/dt = Ae^{bt}$, avec :

$$\boxed{b = -(1.7 \pm 0.5)\ \mathrm{Gev}^{-2}}$$

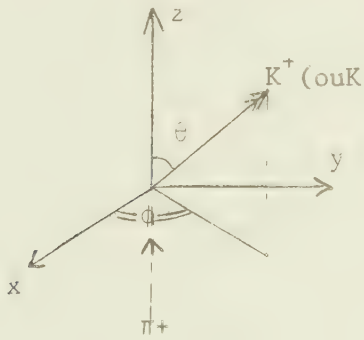
Cette valeur très différente de la perte des réactions à 2 corps, peut être comparée à certains résultats expérimentaux obtenus dans des interactions πN non nécessairement symétriques de charge si l'on suppose - ainsi que nous le verrons au Chapitre V - que les mécanismes d'échange sont identiques.

Signalons, par ailleurs, que cette distribution semble passer par un minimum alentour de la valeur $|t| \simeq .4$ Gev 2, dans la mesure où un manque d'événements est observé sur 2 intervalles successifs de la distribution en moment de transfert $\simeq .080$ Gev ^{2}) pour chacune des distribution ($K^\circ \pi^\pm$) ou ($K^\pm \pi^\circ$) Enfin elle diminue pour les valeurs de $|t|$ proche de $|t_{min}|$. (cf. Annexe IV)

3) Etude de la désintégration du K^{*+}_{890} dans le cadre d'un modèle à échange d'un méson (modèle "OME")

a) La distribution angulaire de désintégration d'une résonance :

La distribution angulaire de la particule produite lors de la désintégration dans le système de la résonance au repos s'exprime en fonction des angles Θ et Φ définis dans le schéma ci-contre :



- l'axe z représente la direction de la particule incidente, dans le système de la résonance au repos.
- l'axe y représente la normale au plan de production.
- l'axe x est alors repéré dans ce plan tel que le trièdre (oxyz) soit direct.

L'angle Θ ainsi défini n'est autre que l'angle de Treiman-Yang, angle entre le plan de production et le plan de désintégration.

Il est pratique d'exprimer la distribution angulaire de désinté - gration en fonction des éléments de la matrice de densité de spin de la résonance (Ref. 47b).

.../...

En ce qui concerne le K^*_{890}, dont le spin est $J = 1$, la matrice densité s'écrit :

$$\rho = \begin{vmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1,-1} \\ \rho^*_{10} & \rho_{00} & -\rho^*_{10} \\ \rho_{1,-1} & -\rho_{10} & \rho_{11} \end{vmatrix}$$

où les indices inférieurs sont les nombres quantiques magnétiques m et m' relatifs à l'axe z défini précédemment.

De $\mathrm{Tr}\ \rho = 1$, on déduit : $\rho_{11} = \frac{1}{2}(1 - \rho_{00})$

La forme générale de la distribution angulaire des produits de désintégration est :

$$W(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi}\left\{ \rho_{00}\cos^2\theta + \rho_{11}\sin^2\theta - \rho_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\phi - \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\sin 2\theta\cos\phi \right\}$$

Cette expression intégrée sur θ et ϕ permet d'obtenir les distributions en $\cos\theta$ ou ϕ seulement, soit respectivement :

$$W(\cos\theta) = \frac{3}{4}\left\{ (1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1)\cos^2\theta \right\}$$

$$W(\phi) = \frac{1}{2\pi}\left\{ (1 + 2\rho_{1-1}) - 4\rho_{1-1}\cos^2\phi \right\}$$

b) <u>Détermination de la matrice densité : méthode des moments.</u>

Plusieurs méthodes sont à la disposition des expérimentateurs pour déterminer les éléments de la matrice densité de spin à partir des distributions angulaires des produits de désintégration de la résonance . (Ref. 48a)

La meilleure méthode est celle du maximum de vraisemblance qui ne peut cependant être employée que lorsque la statistique est suffisamment importante.

Nous utiliserons la méthode des moments :

- la valeur moyenne $\bar{f}$ d'une fonction $f(\cos\theta, \phi)$ des angles de désintégration θ et ϕ, est donnée par :

$$\bar{f} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} f(\cos\theta, \phi) \cdot W(\cos\theta, \phi)\, d(\cos\theta)$$

du fait que la distribution $W(\cos\theta, \phi)$ est normalisée.

.../...

Réaction	P_{lab} (Gev/c)	K^* (.850/.950) Gev/c^2	ρ_{11}	$\rho_{1,-1}$	Re ρ_{10}	Ref.
$\pi^+ n \to K^* \Lambda^\circ$	5.1 Gev/c	$\to K^\circ \pi^+$ total	.341 ± 0.075	0.121 ± 0.075	-0.057 ± 0.045	Notre expérience
		$\to K^\circ \pi^+$ sans ambigus	.434 ± 0.051	0.242 ± 0.098	0.051 ± 0.050	
		$\to K^+ \pi^\circ$ total	.319 ± 0.054	-0.160 ± 0.099	0.146 ± 0.074	
		$(K^\circ \pi^+ + K^+ \pi^\circ)$ total	.333 ± 0.035	0.017 ± 0.061	0.018 ± 0.040	
		$(K^\circ \pi^+ + K^+ \pi^\circ)$ sans ambigus	.373 ± 0.048	0.117 ± 0.091	0.062 ± 0.048	
$\pi^- p \to K^* \Lambda^\circ$	2.9 - 3.3	$0.5 < \cos\theta^* < 1.$	0.372 ± 0.035	0.150 ± 0.054	0.052 ± 0.036	(24)
	3.8 - 4.2	$0.5 < \cos\theta^* < 1.$	0.367 ± 0.055	0.164 ± 0.080	0.046 ± 0.082	(24)
	4.0		0.310 ± 0.22	0.40 ± 0.16	0.09 ± 0.09	(50)
	4.0		0.326 ± 0.112	0.036 ± 0.020	-0.084 ± 0.060	(74)
$\pi^- p \to K^* \Sigma^\circ$	4.0	$0.5 < \cos\theta^* < 1.0$	0.477 ± 0.055	0.298 ± 0.078	0.009 ± 0.031	(24)

Prévisions du modèle " OME " à échange d'un meson

	$\rho_{00} = 1-2\rho_{11}$	ρ_{11}	$\rho_{1,-1}$	Ref ρ_{10}	
Echange pseudo-scalaire (0^- : K)	1	0	0	0	
Echange vectoriel (1^-:K^*_{890}) ou tensoriel (2^+:K^{**}_{1420})	0	0.5	arbitraire réel	0	

.../...

Pour le K^* tel que $J = 1$, la distribution $W(\cos\theta, \phi)$ que nous avons rappelée ci-dessus, introduite dans cette expression, nous donne les résultats suivants :

$$\overline{\cos^2\theta} = \frac{1}{5}(1 + 2\rho_{00})$$

$$\overline{\sin^2\theta \cdot \cos 2\phi} = -\frac{4}{5}\rho_{1,-}$$

$$\overline{\sin^2\theta \cdot \cos\phi} = -\frac{4\sqrt{2}}{5}\,\mathrm{Re}\,\rho_{..}$$

Nous avons calculé par cette méthode les éléments de la matrice densité de K^{*+} définis dans différentes conditions expérimentales.

Les incertitudes sur ces grandeurs ne tiennent pas compte des termes de corrélation tout à fait négligeables devant les termes diagonaux de la matrice d'erreurs et elles peuvent, par conséquent, être évaluées à partir de :

$$\Delta f = \frac{1}{N}\sqrt{\overline{(f^2)} - (\overline{f})^2}$$

Les résultats figurent dans le tableau VIII : les différentes valeurs obtenues pour les coefficients ρ_{11}, $\rho_{1,-1}$ et $\mathrm{Re}\,\rho_{10}$ sont cohérentes ; elles semblent "classiques" ainsi que le montrent les résultats d'expériences $\pi^- p$ rassemblés sur ce même tableau.

La conservation de la parité et du moment angulaire au vertex mésonique permet d'interpréter ces résultats dans l'hypothèse d'échange d'un méson pseudo-scalaire (ou vectoriel ou tensoriel) pour laquelle les éléments doivent avoir les valeurs indiquées dans le bas du tableau VIII (cf. Annexe II) :

- Les valeurs de $\mathrm{Re}\,\rho_{10}$ sont compatibles avec 0 à moins de 2 écarts, comme le prévoit l'une ou l'autre hypothèse d'échange,

- certaines valeurs de $\rho_{1,-1}$ sont proches de 0 et compatibles à 2 écarts avec cette valeur.

  Ces valeurs ne sont pas en opposition avec l'hypothèse de l'échange d'un méson vectoriel.

- la valeur de ρ_{11} qui devrait être égale à 0.5 dans ce dernier cas, n'en est pas très éloignée quelle que soit la réaction considérée.

Ces résultats sont généralement interprétés comme significatifs d'échange vectoriel (ou tensoriel) plutôt que pseudo-scalaire sans toutefois apporter de preuves formelles de la nature unique de l'échange.

.../...

C/ Réactions $\pi^+ n \to (\Sigma K \pi)^+$:

1) Réactions du type $\Lambda^\circ K^+$:

Les réactions $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^+ \pi^-$ ont permis d'observer (Fig. 19) les résonances Λ°_{1405} et Λ°_{1520} qui se désintégrent en $(\Sigma^+ \pi^-)$ et $(\Sigma^- \pi^+)$

Etant donné la faible statistique dont nous disposons dans ces canaux, les masses et les largeurs ont été fixées dans l'ajustement, par des fonctions de Breit-Wigner, des résultats expérimentaux.

Les sections efficaces correspondantes figurent dans le tableau ci-dessous et nos valeurs expérimentales , reportées sur la figure (21a) en même temps que d'autres valeurs numériques expérimentales correspondant à des réactions $\pi^- p$, permettent de déduire certains résultats concernant la nature de l'échange que nous commenterons en détail au Chapitre V.

2) Réactions du type $\Sigma^+ K^\circ$:

Les réactions $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ \pi^\circ$ et $\pi^+ n \to \Sigma^- K^+ \pi^-$ devraient permettre d'observer les réactions à quasi-2-corps $\Sigma^+_{1385} K^\circ$ et $\Sigma^+ K^{*\circ}_{890}$.

a) la réaction $\pi^+ n \to \Sigma^+_{1385} K^\circ$, ne peut être observée qu'à partir de la réaction $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ \pi^\circ$, mais la statistique dans ce canal (9 événements seulement ont été observés) rend difficile l'évaluation d'une section efficace quelconque.

En fait, d'après les résultats obtenus (dans le canal symétrique de charge) à plus faible énergie, il semblerait (Fig. 22b) que la section efficace pour notre énergie soit inférieure à 1 μb, ce qui correspondrait à un seul événement observable.

b) la réaction $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^{*\circ}_{890}$ peut être produite à partir des réactions $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^+ \pi^-$ et $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ \pi^\circ$ pour lesquelles nous n'observons pas de signal significatif K^*_{890} :

- la limite supérieure de la section efficace, compte tenu des rapports de branchement de

$$\frac{K^{*\circ} \to K^+ \pi^-}{K^{*\circ} \to K^\circ \pi^\circ} = 2$$

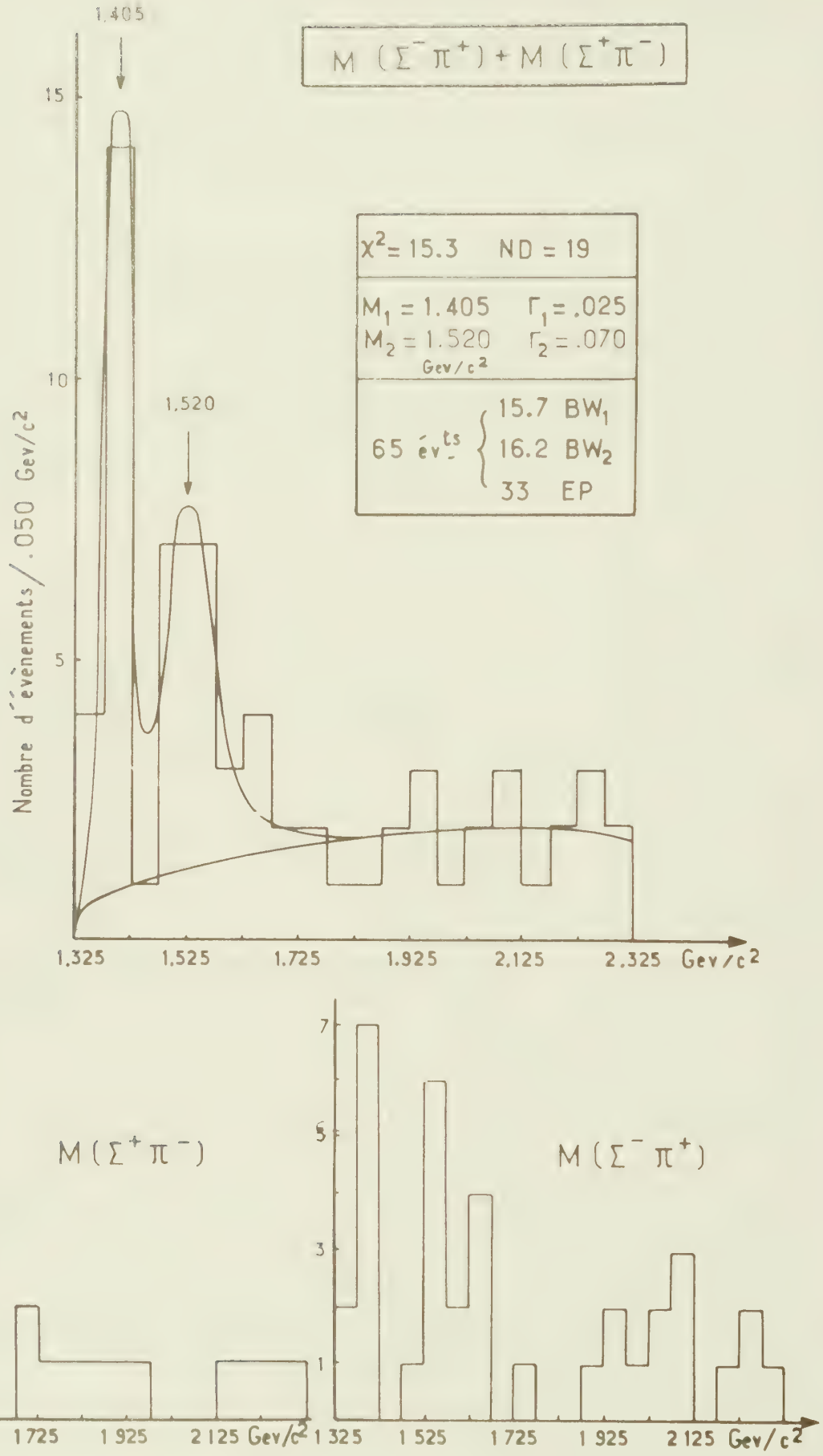
et du fait que la réaction $\Sigma^+ K^\circ \pi^\circ$ n'est observée que dans 1/3 des cas peut être évaluée à $\sim 3 \mu$ b.

Cette valeur correspond en fait à la section efficace que l'on peut déduire, dans l'hypothèse d'échange baryonique, de résultats obtenus dans le même canal à plus basse énergie (Fig. 22b)

.../...

Fig. 19

Réaction $\pi^+ n \longrightarrow \Sigma^{\pm} K^+ \pi^{\pm}$



Le tableau ci-dessous résume les divers résultats que nous avons obtenus pour les ajustements des résonances dans les réactions $\pi^+ n \to (YK\pi)^+$:

réactions	χ^2	ND	M (Gev/c^2)	Γ (Gev/c^2)	NT Evts	Evts dans BW	Section efficace (μb)
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}_{890}$ $(K^\circ \pi^-)$	24.7	26	$.890 \pm .010$ $.890$	$.050$ $.047 \pm .005$	274	75.6	29.2 ± 3.3
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}_{890}$ $(K^\circ \pi^+)+(K^+\pi^0)$	37.5	27	$.890$	$.105 \pm .010$ $.050$	401	137.6 119	53.5 ± 6.4 43.8 ± 4.9
$\pi^+ n \to Y^\circ_{1405} K^+$	15.3	19	1.405	.025	65	15.7	17.6 ± 4.4
$\pi^+ n \to Y^\circ_{1520} K^+$			1.520	.070		16.2	18.1 ± 4.5

III - CONCLUSION :

Les figures 20, 21, 22 rassemblent les valeurs des sections efficaces correspondant à notre expérience.

Nous étudierons au Chapitre V sous quelles hypothèses ont été tracées ces courbes de variation de la section efficace en fonction de l'impulsion P_{lab} du faisceau incident, mais une constatation s'impose :

- la "chute" des sections efficaces, lorsque l'énergie augmente, est telle que l'on peut prévoir la difficulté que l'on aura pour étudier ces réactions à 2 corps et à quasi-2-corps à des énergies supérieures à la nôtre, du moins avec les techniques de chambres à bulles.

Par ailleurs, nous avons étudié, dans le cas particulier de la réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}$, les résultats expérimentaux concernant les éléments de la matrice densité du K^* et, compte tenu des hypothèses du modèle OME, nous avons conclu que l'échange vectoriel de K^* ou tensoriel de K^{**} est beaucoup plus favorisé que l'échange pseudo-scalaire de méson K.

Nous verrons, dans les Chapitres V et VI, comment interpréter les résultats concernant les réactions à 2 corps, d'une part, et, comment confirmer les quelques résultats que nous avons obtenus dans les réactions à quasi-2-corps, d'autre part.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

TABLEAU IX

REACTIONS A 2 CORPS ET A QUASI 2 CORPS
COMPARAISON DES SECTIONS EFFICACES TOTALES
D'EXPERIENCES $\pi^+ n$ ET $\pi^- p$
DANS LE CADRE D'UN MODELE SIMPLE A POLE DE REGGE

Réaction $\pi^+ n$	Réaction $\pi^- p$	Figure	Valeur théorique de la pente $K^* K^{**}/K$	Pente de la droite ajustée	σ Eff. totale déduite de l'ajustement	σ Eff. totale expérimentale (μ b)
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$	$\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$	20a	~1.4-1.6	1.45 ± 0.08 (Ref. 24)	~43 μb	42.1±4.2
$\pi^+ n \to \Sigma^\circ K^+$	$\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$	20b	~1.4-1.6	1.36 ± 0.031	28 μb	23.2±2.3
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$ 1405	$\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$ 1405	21a	~1.4-1.6	(Ref. 24)	25 μb	17.6 ± 4.4
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$ 1520	$\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$ 1520	21a	~1.4-1.6		≃19 μb	18.1 ± 4.5
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}$ 890	$\pi^- p \to \Lambda^\circ K^{*\circ}$ 890	21b	1.4-1.6/2.5			43.8±4.9
$\pi^+ n \to \Sigma^\circ K^+$ 1385	$\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$ 1385	21b	1.4-1.6		≃10 μb	
$\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ$	$\pi^- p \to \Sigma^- K^+$	22a	4	3.78 ± 0.18 (Ref. 24)	≃ 2 μb	2.7 ± 1.1
$\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ$ 1385	$\pi^- p \to \Sigma^- K^+$ 1385	22b	4		≃ 1 μb	
$\pi^+ n \to \Sigma^+ K$ 890	$\pi^- p \to \Sigma^- K^+$ 890	22b	4		≃ 3 μb	≃3 μb
$\pi^+ n \to A_2^+ n$ $(K\bar{K})^+$	$\pi^- p \to A_2^- p$ $(K\bar{K})^-$	23a	0.8 (μ) (0 pour P)	0.55 ± 0.2 (Ref. 72d)		17.6±4
$\pi^+ n \to A_2^\circ p$ $(K\bar{K})^\circ$	$\pi^- p \to A_2^\circ n$ $(K\bar{K})^\circ$	23a	0.8 (μ)	1.65 ± 0.35 (Ref. 28)		14.0±6.0
$\pi^+ p \to A^+ p$ $(K\bar{K})^+$		23a	0.8 (μ) (0 pour P)			5.5±2.2

.../...

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ET TOTALES DANS LE CADRE D UN MODELE SIMPLE A POLE DE REGGE

Nous nous proposons de rappeler les principaux résultats obtenus par un modèle simple à Pôle de REGGE et d'interpréter, dans ce cadre, les sections efficaces totales et différentielles en les comparant à des résultats obtenus dans des expériences $\pi^- p$.

I - LE MODELE SIMPLE DES POLES DE REGGE -

Aucune théorie relativiste ne permet de prévoir l'existence des pôles de REGGE car, dans les interactions à haute énergie, seuls certains principes généraux (invariance relativiste, unitarité, croisement ...) pourraient servir de guide.

Aussi l'hypothèse a été admise que les pôles de REGGE (qui peuvent être déduits, dans la théorie du potentiel, de l'équation de Schroedinger et d un potentiel bien déterminé) existent dans les amplitudes relativistes et que le comportement à haute énergie de l'amplitude dans le canal direct est déterminé par les pôles de REGGE dans les canaux croisés.

Ce modèle phénoménologique a permis de très bons ajustements (Ref. 55-63) et des prévisions intéressantes (Ref. 64-66) concernant les réactions πN élastiques essentiellement , mais aussi des réactions à échange de charge, avec production de résonances mésoniques.

- Dans une première partie, nous rappellerons comment le modèle simple des pôles de REGGE prévoit une dépendance avec l'énergie de la section efficace totale et nous permet de comparer nos résultats à ceux obtenus dans des expériences $\pi^- p$ entre 2 et 10 Gev/c.

Nous observons que la variation de la section efficace différentielle expérimentale ne peut être décrite par ce modèle, tant pour nos résultats que pour les expériences $\pi^- p$ dont nous avons rassemblé les résultats.

Nous envisageons, dans le Chapitre VI , un modèle plus complexe proposé par des théoriciens, qui décrit en partie des résultats expérimentaux entre 4 et 6 Gev/c. Nous préciserons cependant ses limites de validité du point de vue théorique.

Rappels concernant le modèle des pôles de REGGE :

Le prolongement du moment angulaire dans le plan complexe pour l'étude des collisions à haute énergie a conduit à de nombreux développements théoriques et expérimentaux.

a/ Amplitude de diffusion :

Rappelons que différentes méthodes ont été employées selon que leur auteur utilisait la théorie du potentiel (REGGE.(Ref. 68a) ou la représentation de Mandelstam (FROISSART, 1961.(Ref.68b)et (GRIBOV, 1962.(Ref. 68 c). Dans chaque hypothèse, cependant, le théorème de CARLSON (Ref. 68 d) a été utilisé de manière à définir une solution unique.

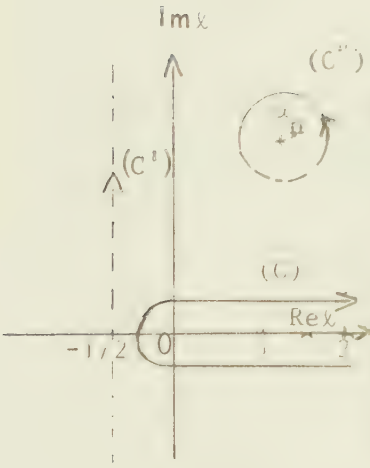
La transformation de Sommerfeld-Watson permet de remplacer l'amplitude développée en séries d'ondes partielles par l'intégrale utilisée par WATSON (1918. Ref. 68 e) et SOMMERFELD (1949. Ref. 68 f) afin d'étendre hors de l'éllipse, domaine initial de validité du développement en P_ℓ, les propriétés analytiques de $F(s,t)$:

$$F(s,t) = \frac{8\pi\sqrt{s}}{k} \sum_{\ell=0} (2\ell+1).f_\ell(s).P_\ell(\cos\theta_s) \qquad V(1)$$

devient alors :

$$F(s,t) = -\frac{a}{2i} \oint \frac{d\ell.(2\ell+1).f(\ell,s).P_\ell(-z)}{\sin \pi\ell} \qquad V(2)$$

où
- s représente l'énergie dans le centre de masse, et
- t le moment de transfert (≤ 0) dans le canal direct s
- $a = 8\pi\sqrt{s}/k$
- $z = \cos\theta_s$ ($= 1 + t/2k^2$), lorsque l'on suppose que les masses des 4 particules de la réaction sont toutes égales)



L'intégrale de contour (C) est définie comme entourant l'axe $\ell = 0$, de 0 à 1. On démontre que cette intégrale est convergente pour des valeurs physiques de s et de t, compte tenu d'hypothèses raisonables concernant $f(\ell,s)$ lorsque $\ell \to \infty$ le long de l'axe réel.

L'étape importante de la méthode de REGGE consiste à déformer le contour (C) en un contour (C') le long de $\mathrm{Re}\,\ell = -1/2$, et en différents contours (C'') autour des singularités de $f(\ell,s)$, dans le 1/2 plan $\mathrm{Re}\,\ell > -1/2$.

De manière à terminer correctement cette étape, il convient encore de supposer - ou de prouver :

- que l'amplitude analytique de l'onde partielle $f(\ell,s)$ est méromorphe (c'est-à-dire n'a pas de singularités autres que les pôles), dans le 1/2 plan $\mathrm{Re}\,\ell > -1/2$.

- que son comportement, lorsque $\ell \to \infty$ dans le même 1/2 plan est tel qu'il n'y a pas de contribution à l'∞ qui joigne (C) et (C').

.../...

Le contour (C) étant remplacé par (C') + (C") et la fonction F (s,t) de V(2) étant calculée autour de (C"), l'intégrale devient :

$$F(s,t) = -\frac{a}{2i}\left[\int_{-\frac{1}{2}-i\infty}^{\frac{1}{2}+i\infty} \frac{d\ell.(2\ell+1).f(\ell,t).P_{\ell}(-z)}{\sin \pi \ell} - \sum_n \frac{a\pi(2\alpha_n+1).\beta(\alpha_n,s).P_{\alpha_n}(-z)}{\sin \pi \alpha_n}\right] \qquad V(3)$$

Dans cette expression:

- α_n représente un pôle de $f(\ell,s)$ dans le 1/2 plan défini par Re $\ell > -1/2$
  La courbe qui décrit la variation de la partie réelle de α_n en fonction de l'énergie s est appelée trajectoire de REGGE.
- la somme porte sur l'ensemble de tous ces pôles,
- la fonction $\beta(\alpha_n,s)$ représente le résidu de $f(\ell,s)$ pour le pôle α_n.

Cette expression de l'amplitude de diffusion constitue la représen--tation de REGGE.

Elle implique des hypothèses sur le comportement asymptotique de $f(\ell,s)$ ainsi que sa méromorphie.

L'utilité de la représentation de REGGE vient de l'information qu'elle donne au sujet de F (s,t) lorsque $|t| \to \infty$, ce qui implique $|z| = \cos\theta_s \to \infty$

Pour Re $\ell > -1/2$ la relation $P_{\ell}(-z) \sim z^{\mathrm{Re}\,\ell}$ permet d'écrire la somme Σ en fonction de $(z)^{\alpha_n}$. En fait, ce terme reste seul lorsque $z \to \infty$ car on suppose que l'intégrale le long de (C') se comporte comme $\sqrt{s}$ et peut, par conséquent, être négligée.

Enfin, cette amplitude sera dominée par le terme $P_{\alpha_n}(-z)$ pour lequel Re (α) est le plus grand.

En conséquence, si α représente le pôle situé le plus à droite sur l'axe Re ℓ, l'amplitude asymptotique lorsque $z \to \infty$ sera :

$$F(s,t) \underset{z\to\infty}{\simeq} -\frac{a\pi(2\alpha+1)\beta(\alpha,s)(-z)^{\alpha}}{\sin \pi\alpha}$$

qui devient, lorsque $t \to \infty$, équivalente à :

$$\boxed{F(s,t) \underset{t\to\infty}{\simeq} \frac{a\pi(2\alpha+1).\beta(\alpha,s)}{\sin \pi\alpha}\left(\frac{t}{t_0}\right)^{\alpha(s)}} \qquad V(4)$$

où t_0 représente un facteur d'échelle.

.../...

En réalité, l'expression de l'amplitude est un peu compliquée car, dans la théorie du potentiel et surtout dans la diffusion relativiste, il convient de séparer les ondes partielles suivant les valeurs paires et impaires du moment angulaire ℓ avant d'en faire un prolongement analytique :

Ceci est dû au fait que les forces d'échange introduisent un facteur $|(-1)^{\ell}| \sim \exp(\mathrm{Im}\,\pi\ell)$: en effet, ce terme ne permet plus à cette partie de f_{ℓ} de satisfaire aux conditions imposées par le théorème de CARLSON lorsque $\ell \to \infty$ parallèlement à l'axe imaginaire.

On définit alors les amplitudes des ondes partielles :

$$f^{+}(\ell,s) = f_{\ell}(s) \quad \text{pour } \ell = 0,2,4\ldots$$
$$f^{-}(\ell,s) = f_{\ell}(s) \quad \text{pour } \ell = 1,3,5\ldots$$

Elles sont appelées les amplitudes des ondes partielles de <u>signature</u> respectivement paire et impaire.

L'amplitude $F(s,t)$ de V (3) peut alors être écrite:

$$F(s,t) = \sum_i \beta_i(s) \frac{P_{\alpha_i}(-z) + \xi_i P_{\alpha_i}(z)}{\sin \pi\alpha_i} + I(s,t) \qquad \text{V (5)}$$

(où $I(s,t)$ représente l'intégrale négligeable quand z) dont la forme asymptotique pour une trajectoire dominante lorsque $t \to \infty$ (cf. V (4) devient :

$$F(s,t) \underset{t\to\infty}{\simeq} \beta(s) \frac{1 + \xi\, e^{-i\pi\alpha(s)}}{\sin \pi\alpha(s)} \cdot \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\alpha(s)} \qquad \text{V (6)}$$

Il ne reste plus alors qu'à appliquer le <u>principe de croisement</u> afin d'obtenir l'amplitude en théorie relativiste à haute énergie .

Rappelons que le croisement permet de relier l'amplitude de la voie s de la réaction $1 + 2 \to 3 + 4$ à l'amplitude des voies t de la réaction $1 + \bar{3} \to \bar{2} + 4$ et u de la réaction $1 + \bar{4} \to \bar{2} + 3$, dans lesquelles s,t,u représentent leur énergie dans le centre de masse respectif.

Le croisement implique que, pour u fixé négatif, les amplitudes de diffusion dans les canaux s et t soient telles que :

$$A^{(s)}(s - i\varepsilon, u) = A^{(t)}(t + i\varepsilon, u) \quad \text{avec } s + t + u = \sum m_i^2 \qquad \text{V (7)}$$

$s = s_0 + i\varepsilon$, $t < 0$, $u < 0$ dans la région physique de $A^{(s)}$

$t = t_0 + i\varepsilon$, $s < 0$, $u < 0$ " " " " " $A^{(t)}$

.../...

Or, l'amplitude $F(s,t)$ obtenue, ci-dessus, prolongée pour les valeurs négatives de s coïncide avec l'amplitude $A^{(t)}$ de diffusion pour le canal t, (le pôle dominant $\alpha(s)$ étant alors défini comme le pôle comportant la partie réelle la plus importante lorsque s est fixé à une valeur négative), en admettant que les méthodes démontrées par REGGE pour la diffusion par un potentiel s'applique aussi à la diffusion relativiste.

De l'expression V (6) de $F^{(t)}(s,t)$ on déduit l'amplitude générale asymptotique dans le canal direct s lorsque $s \to \infty$, compte tenu de V (7)

$$\boxed{F^{(s)}(s,t) \underset{s \to \infty}{\simeq} \sum_i B_i(t) \frac{1 + \xi_i \, e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi \alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}} \qquad \text{V (8)}$$

b/ <u>La section efficace différentielle</u> :

Elle s'obtient à partir de l'amplitude $F^{(s)}(s,t)$:

$$\frac{d\sigma}{dt_s} = \left| \frac{1}{\sqrt{s}} \; F^{(s)}(s,t) \right|^2 \frac{4}{s-4m^2} \simeq \frac{1}{s^2} \left| F^{(s)}(s,t) \right|^2$$

Si une trajectoire de REGGE domine, la section différentielle pour une valeur élevée de s, s'exprime sous la forme :

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dt}_{(s \text{ élevée})} = B_L(t) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_L(t) - 2}} \qquad \text{V (9)}$$

<u>remarque</u> :

Du fait que les réactions que nous étudions sont essentiellement du type $\pi N \to YK$, 2 séries de complications doivent être introduites dans les calculs pour tenir compte, d'une part, des masses inégales, d'autre part, du spin des particules.

Afin de ne pas alourdir cet exposé de principes, nous admettrons qu'en ce qui concerne l'introduction des masses inégales, les calculs compliqués par les facteurs cinématiques permettent néanmoins, sous certaines conditions, d'aboutir à une expression de l'amplitude semblable à V (8).

Par ailleurs, nous verrons un peu plus en détail, au Chapitre VI, comment modifier l'expression de $\frac{d\sigma}{dt}$ lorsque l'on utilise, par exemple, le formalisme de l'hélicité pour tenir compte du spin.

.../...

Notons toutefois qu'à une amplitude de non retournement de spin (dont le comportement peut être décrit par une amplitude sans spin puisqu'elle s'exprime en fonction de P_ℓ ($\cos\theta$) , il convient d'ajouter une amplitude de retournement de spin qui s'exprime en fonction de P_ℓ' ($\cos\theta$), dont le comportement asymptotique est proportionnel à :

$$\frac{d}{dz} (- z)^{\alpha(t)} = \alpha(t) (- z)^{\alpha(t) - 1}$$

Ce facteur entraîne l'annulation de l'amplitude de retournement de spin pour la valeur de t qui annule la fonction de trajectoire $\alpha(t)$.

II - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX A L'AIDE D'UN MODELE SIMPLE DE REGGE , LIMITES DE CE MODELE -

A - Sections efficaces différentielles des réactions à 2 corps et à quasi-2-corps.

1) Prévisions du modèle des pôles de REGGE :

La section efficace différentielle est donnée par l'expression de V (9).

Si les fonctions $\alpha(t)$ et $\beta(t)$, sont analytiques, elles peuvent être considérées en première approximation comme des fonctions lentement variables de t ,avec au voisinage de $t=0$, la forme :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$$

avec $\beta(t) \sim$ constante.

Dans ces conditions, V (9) devient :

$$\boxed{\begin{array}{l} \dfrac{d\sigma}{dt} \simeq B_L(t) \cdot e^{bt} \cdot \left(\dfrac{s}{s_o}\right)^{2\alpha(0) - 2} \\ \text{avec } b = 2 \cdot \alpha' \cdot \mathrm{Log}\left(\dfrac{s}{s_o}\right) \end{array}} \qquad \text{V (10)}$$

expression dont on devrait pouvoir déduire indépendamment le comportement en t et le comportement en s de la section efficace différentielle.

2) Résultats expérimentaux :

a) variation de la section efficace différentielle avec t:

Dans l'hypothèse où le résidu ne varie que très lentement avec t, et où la pente α' a une valeur proche de 1 ,

.../...

on devrait observer que :

- pour la réaction $\pi^+ n \to Y^\circ K^+$ à 5 Gev/c, la pente de la distribution $\frac{d\sigma}{dt}$ en coordonné semi-logarithmique est environ :

$$|b| = -4.6\ (Gev/c^2)^{-2}$$

en supposant, ainsi que nous y autorisent de nombreux théoriciens, que $s_o \sim 1\ Gev^2$,

- pour $5\ Gev^2 < s < 11\ Gev^2$, la variation devrait être telle que :

$$b_{(11\ Gev^2)} / b_{(5\ Gev^2)} \simeq 1.5$$

Le tableau X présente nos résultats pour les réactions :

$\pi^+ n \to \Lambda^\circ(\Sigma^\circ) K^+$ (1) et $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}$ (2)

auxquelles nous comparons les résultats obtenus dans des interactions $\pi^- p$ pour les réactions $\pi^- p \to \Lambda^\circ(\Sigma^\circ) K^\circ$ et $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^{*\circ}$ symétriques de charge.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

i - En ce qui concerne notre expérience, les distributions $\frac{d\sigma}{dt}$ ajustées par une expression de la forme Ae^{bt}, ont donné pour la pente :

$b = -(8.3 \pm 0.7)\ Gev^{-2}$ pour la réaction (1)

$b = -(1.7 \pm 0.5)\ Gev^{-2}$ pour la réaction (2)

Ces valeurs ne semblent pas avoir de relation avec celle donnée par un modèle simple de REGGE.

ii - Cette constatation est, d'une manière générale, commune à toutes les interactions de haute énergie.

En ce qui concerne les réactions $\pi^- p \to \Lambda^\circ(\Sigma^\circ) K^\circ$, les résultats obtenus dans des chambres à bulles pour s compris entre 5 et 11 Gev^2 (Ref. 24) et ceux d'une expérience d'électronique (Ref. 52) qui a permis d'étudier la section efficace différentielle entre $12 < s < 22\ Gev^2$ donne, pour la valeur moyenne de la pente considérée comme constante s étant compris entre 5 et 22 Gev^2 :

$b = -(7.8 \pm 0.9)\ Gev^2$

.../...

TABLEAU X

REACTIONS A 2 CORPS ET A QUASI 2 CORPS $\pi N \to YK$:
PENTES DE DISTRIBUTIONS EN MOMENT DE TRANSFERT.

DISTRIBUTION $\frac{d\sigma}{dt} = A e^{bt}$			
Réactions	P_{lab} (Gev/c)	$-b$ (Gev^{-2})	Références
$\pi^- p \to \Lambda K^\circ$	1.9 - 2.1	6.4 ± 0.5	(24)
	2.9 - 3.3	7.7 ± 0.6	
	3.8 - 4.2	9.9 ± 1.1	
$\pi^- p \to \Sigma^0 K^\circ$	1.9 - 2.1	7.5 ± 1.0	
	2.9 - 3.3	10.7 ± 1.2	
	3.8 - 4.2	6.3 ± 2.0	
$\pi^- p \to Y^\circ K^\circ$	4 Gev/c	8.2 ± 1.2	(74)
		8.6 ± 0.4	(47a)
$\pi^+ n \to Y^\circ K^\circ$	5.1 Gev/c	8.3 ± 0.7	Notre expérience
$\pi^- p \to Y^\circ K^\circ$	6.0 Gev/c	7.8 ± 0.5	(77a)
$\pi^- p \to Y^\circ K^\circ$	6.0 Gev/c	7.7 ± 0.5	(52)
	8.0 Gev/c	7.3 ± 0.5	
	10.0 Gev/c	7.3 ± 0.47	
	11.2 Gev/c	7.8 ± 0.4	
VALEUR MOYENNE : $5 \leq s \leq 22$ Gev^2, $b = (7.8 \pm 0.9)$ Gev^{-2}			
$\pi^- p \to \Lambda^\circ K^{*\circ}$	4	2.03 ± 0.4	(74)
$\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*\circ}$	5.1	1.7 ± 0.5	Notre expérience
$\pi^+ p \to Y^{*+}_{1385} K^{*}$	8	1.6 ± 0.8	(41)
$\pi^+ p \to Y^{*+}_{1385} K^{+}$	8	1.9 ± 0.9	(41)
$\pi^+ p \to Y^{*+}_{1385} K^{+}$	4	2.3 ± 0.3	(88b)
$\pi^+ p \to Y^{*+}_{1385} K^{+}$	5.05	2.6 ± 0.6	
DISTRIBUTION $\frac{d\sigma}{du} = A e^{bu}$			
$\pi^- p \to \Sigma^- K^+$	1.9 - 2.1	0.79 ± 0.12	(24)
	2.9 - 3.3	1.03 ± 0.30	
	3.8 - 4.2	1.45 ± 0.80	
$\pi^- p \to Y^\circ(\Lambda \text{ ou } \Sigma^\circ) K^\circ$	4	2.7 ± 0.6	(47a)

.../...

Tous ces résultats montrent que le modèle de REGGE, dans la forme simple que nous venons d'indiquer, ne permet pas de rendre compte des données expérimentales.

iii - En ce qui concerne la réaction $\pi + n \rightarrow \Lambda^0 K^{*+}$, nous remarquons que la valeur obtenue ($|b| = 1.7 \pm 0.5$ Gev^{-2}) est voisine de celles que l'on observe dans des réactions π Nucléon lorsque un méson K^* est produit dans l'état final.

Ce résultat est en accord avec l'universalité des trajectoires de REGGE qui prévoit qu'elles ne dépendent que de t et des nombres quantiques qu'elles portent et non des réactions dans lesquelles elles sont échangées.

Cependant, le fait que la valeur de la pente b de la distribution angulaire soit indépendante de l'énergie semble signifier que le mécanisme n'est pas simple non plus pour ces réactions.

b) variation de la section efficace differentielle avec l'énergie.

Cette étude a été effectuée pour des réactions de diffusion élastique $\pi N \rightarrow \pi N$, dans des expériences de compteurs comportant une grande statistique : c'est grâce à ces résultats qu'ont pu être déterminées les trajectoires des mésons non étranges.

En effet, si l'on compare, pour t fixé, les sections efficaces mesurées à 2 énergies différentes, on obtient, à partir de V (9) :

$$\mathrm{Log}\left[\frac{\frac{d\sigma}{dt}(s_1)}{\frac{d\sigma}{dt}(s_2)}\right] = (2\,\alpha(t) - 2)\cdot \mathrm{Log}\left(\frac{s_1}{s_2}\right)$$

D'où l'on peut déduire la trajectoire $\alpha(t)$ pour les valeurs négatives de t.

Dans les réactions que nous étudions, $\pi N \rightarrow YK$, les trajectoires échangeables sont celles du K^* ou du K^{**}.

L'expérience réalisée avec des compteurs (Ref.52b) pour des énergies variables entre 12 et 22 Gev^2 a donné les résultats suivants, dans l'hypothèse d'une trajectoire linéaire $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$:

$$\alpha(0) = .34 \pm .06$$

et $$\alpha' = .15 \pm .2$$

.../...

Or, la trajectoire linéaire du K^* avec $\alpha(0) = .34$ devrait avoir une pente $\alpha'(0) = .84 \pm .08$.

Aussi a-t-on pensé que ces résultats devaient être interprétés à l'aide d'autres contributions d'échange, le plus vraisemblable étant le K^{**}.

B - Sections efficaces totales des réactions à 2 corps et à quasi-2-corps :

1- Prévisions du modèle à simple pôle -

Ces réactions, dûes à des échanges mésoniques se produisent surtout dans la région du pic avant de la distribution $\frac{d\sigma}{dt}$

A partir de la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma}{dt} = B_L(t) \cdot e^{bt} \cdot \left(\frac{s}{s_o}\right)^{2\alpha(0)-2}$$

on obtiens, en supposant que $B_L(t)$ varie très peu avec t, la section efficace totale :

$$\sigma_{réaction} = B_L(0) \cdot \left(\frac{s}{s_o}\right)^{2\alpha(0)-2} \cdot \left[\frac{e^{bt}}{b}\right]_o \quad (Gev)^2$$

résultat qui peut être mis sous la forme :

$$\boxed{\sigma_{réaction} = K \left(\frac{s}{s_o}\right)^{2\alpha(0)-2}} \qquad V\ (11)$$

Cette expression indique que la variation de la section efficace avec l'énergie , dans l'hypothèse d'un modèle simple du moins, devrait avoir un comportement caractéristique de la trajectoire échangée.

Le tableau ci-dessous résume les valeurs $\alpha(0)$ déterminées jusqu'à présent - essentiellement par la méthode que nous avons indiquée précédemment - et les valeurs que l'on peut en déduire pour la pente des droites $\text{Log}\,\sigma$ en fonction de Log (s) .

Remarque :

Pour une résonance donnée, les valeurs de $\alpha(0)$ pourraient être obtenues par une trajectoire de pente idéale. Aussi, compte tenu du manque de statistiques concernant certaines expériences, nous n'avons conservé que les valeurs de $\alpha(0)$ compatibles avec la valeur théorique.

.../...

Nombre quantiques échangés	Nom de la Trajectoire		équation de la Trajectoire	Ref.	Dépendance en s
"vide"	P P	0^+ 0^+	1. +0.4 t 1. +0.3 t .7+1.21 t	(97) (53b)	constante $s^{-0.5}$
B = 0 S = 0	[illegible] [illegible] A_2	1^- 2^+	.21 [illegible] (0) [illegible] .47 .58 + .90 t [illegible] = .5+.9 t [illegible] (0) = .34	(53a) (cf.93b) (82a) (92b)	s^{-1} à $s^{-1.4}$
B = 0 S = 1	K K^*_{890} K^{**}_{1420}	0^- 1^- 2^+	[illegible](0) = .25 .56 + t .35 +.96t+.16t^2 .29 + .41t .24 + .69t	(89) (83) (89) (83)	$s^{-2.5}$ $s^{-1.2}$ $s^{-1.5}$
B = 1 S = 0 S = 1	N^*_{33} [illegible]		[illegible](0) = .9 [illegible](0) = .9		$s^{-4.}$ $s^{-4.}$

Ces prévisions théoriques ont été vérifiés expérimentalement avec succès par MORRISSON (Ref.72) qui a réalisé une première compilation des sections efficaces à 2 corps et quasi-2-corps sous la forme $\sigma = K (P_{inc} / P)^{-n}$, équivalente à la formule V(11) du fait que qu'à énergie élevée($\geq$ 2 Gev) s et P_{lab} sont proportionnels.

2 - Résultats expérimentaux :

Les figures 20 à 23 montrent les variations des sections efficaces en fonction de l'impulsion du faisceau pour un certain nombre de réactions 2 corps et quasi-2-corps, les canaux correspondant des réactions $\pi^- p$ et $\pi^+ n$ étant obtenus par symétrie de charge.

a) -Réactions $\pi^+ n \to Y K$

Etant donné la faible statistique concernant la plupart de ces réactions, la méthode des moindres carrés utilisée pour déterminer la pente de la section efficace totale des réactions 2 corps $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$ et $\pi^- p \to \Sigma^- K^+$ (Ref. 24) n'a pas été employée.

.../...

Nous lui avons préféré la méthode qui a consisté à faire passer, par le maximum de points expérimentaux, des droites ayant les pentes données dans le tableau ci-dessus.

Il s'agit :

i - de droites correspondant à l'échange des trajectoires K^{*}_{890} et K^{**}_{1420} dans les réactions à 2 corps (du type $\pi^{-} n \rightarrow \Lambda^{\circ} K^{+}$ et du type $\pi^{+} n \rightarrow \Sigma^{\circ} K^{+}$) (Fig. 20)

ii - de droites correspondant à l'échange de mésons K simultanément aux trajectoires K^{*}_{890} et K^{**}_{1420} (du type $\pi^{+} n \rightarrow \Lambda^{\circ} (\Sigma^{0}) K^{*+}$ (Fig. 21)

iii - de droites correspondant à l'échange baryonique lorsque l'échange dans la voie t ne pouvait avoir lieu qu'avec un méson étrange exotique (du type $\pi^{+} n \rightarrow \Sigma^{+} K^{\circ}$) (Fig. 22).

Plusieurs remarques peuvent être faites :

1) - Pour ce qui est des réactions à 2 corps, les points expérimentaux, y compris les valeurs obtenues dans notre expérience, semblent correctement alignés en ce qui concerne l'échange selon l'hypothèse (i) ou (iii) ci-dessus, d'un méson K^{*} (K^{*}_{890} ou K^{**}_{1420}) , dont les trajectoires sont très voisines l'une de l'autre, ou d'un baryon.

2) Il semble assez difficile, en ce qui concerne le cas (ii) ci-dessus, d'aligner suivant la droite correspondant à l'échange du méson K, les points expérimentaux correspondant des réactions :

$$\pi^{+} n \rightarrow \Lambda^{\circ} K^{*+} \quad (\pi^{-} p \rightarrow \Lambda^{\circ} K^{*\circ})$$

$$\pi^{+} n \rightarrow \Sigma^{\circ} K^{*+} \quad (\pi^{-} p \rightarrow \Sigma^{\circ} K^{*\circ})$$

et la variation de leurs sections efficaces plus en ($P_{lab}^{-1.5}$) qu'en ($P_{lab}^{-2.5}$) sembleraient en faveur d'un échange de K^{*}.

Ce fait est en accord avec l'étude que nous avons faite des éléments de la matrice densité du K^{*}_{890} dont les valeurs, ainsi que celles obtenues dans les expériences $\pi^{-} p$ correspondent beaucoup plus à l'échange d'un méson étrange vectoriel qu'à celui d'un méson pseudoscalaire.

3) La droite qui joint les points expérimentaux d'une réaction $\pi^{-} p$ entre 1.7 et 4.2 Gev/c (Ref. 24):

$$\pi^{-} p \rightarrow \Lambda^{\circ}_{1405} \quad K^{\circ}$$

a une pente qui ne correspond absolument pas à l'échange d'un méson étrange. Ce fait pourrait, par conséquent, à priori sembler correspondre à un phénomène particulier.

A notre avis, il n'en est rien :

- en effet, cette résonance Y^{*o}_{1405} est située au début de l'espace de phase et son ajustement par une courbe de Breit-Wigner a été jugé difficile pour les 3 résultats obtenus dans des expériences $\pi^- p$: la méthode employée pour l'obtention des sections efficaces totales a alors consisté à compter le nombre d'événements au-dessus de l'espace de phase. Il est possible qu'un biais expérimental ait été introduit qui pourrait expliquer d'une manière très plausible la valeur incorrecte de la pente de l'ajustement de la section efficace totale de cette réaction.

En ce qui concerne notre expérience, nous avons ajusté par une courbe de Breit-Wigner la distribution expérimentale obtenue pour l'ensemble des spectres ($\Sigma^+ \pi^-$) et ($\Sigma^- \pi^+$) (Fig. 19)

La section efficace que nous avons déterminée (17.6 $\pm$ 4.4)μb est inférieure de plus de 2 écarts à la valeur que l'on obtiendrait en extrapolant la droite qui joint les points expérimentaux $\pi^- p$ de la Référence 24.

En fait, une droite qui ne tiendrait compte que du dernier point à 4.2 Gev/c et de notre expérience serait compatible avec l'échange des K^* ou (et) K^{**} . Ceci semble confirmer l'hypothèse que nous avons émise ci-dessus.

Remarque :

Pour les réactions 2 corps, les pentes des droites ajustées des sections efficaces totales (Ref. 72a) sont légèrement inférieures aux valeurs calculées à partir des intersections α (0) des trajectoires du K^*_{890} et du K^{**}_{1420}.

Ceci est dû à ce que les valeurs calculées ne tiennent pas compte uniquement des événements du pic et la valeur de la pente obtenue correspond à $|2\alpha_L(t) - 2| > |2\alpha_L(0) - 2|$ du fait que α (t) augmente lorsque t diminue.

.../...

Fig 20 (a-b)

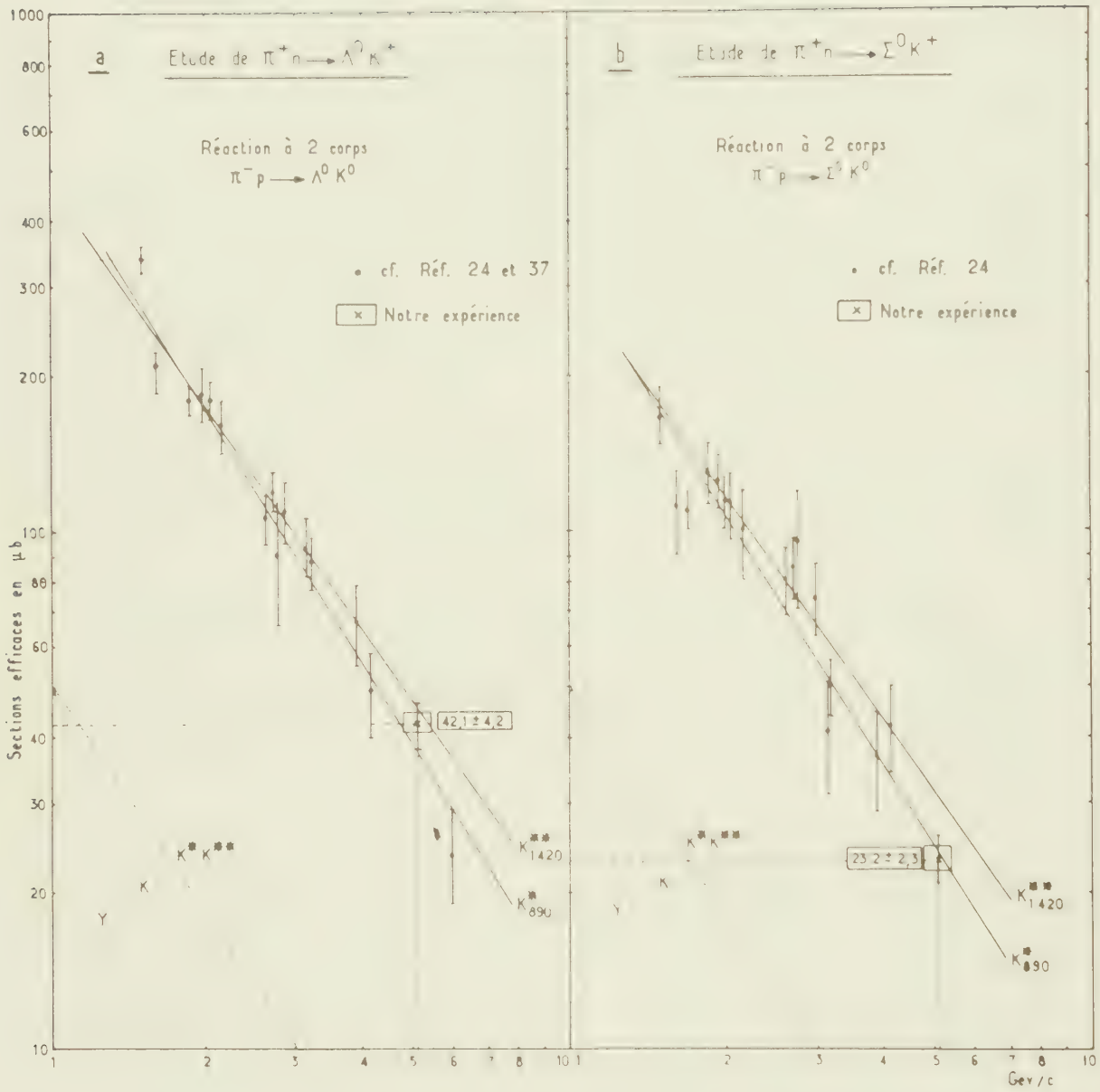

a
Etude de $\pi^+ n \longrightarrow \Lambda^0 K^+$
Réaction à 2 corps
$\pi^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0$
• cf. Réf. 24 et 37
× Notre expérience
42,1 ± 4,2
K^{**}_{1420}
K^*_{890}
b
Etude de $\pi^+ n \longrightarrow \Sigma^0 K^+$
Réaction à 2 corps
$\pi^- p \longrightarrow \Sigma^0 K^0$
• cf. Réf. 24
× Notre expérience
23,2 ± 2,3
K^{**}_{1420}
K^*_{890}
Sections efficaces en μb
Gev/c

Fig. 21 (a-b)

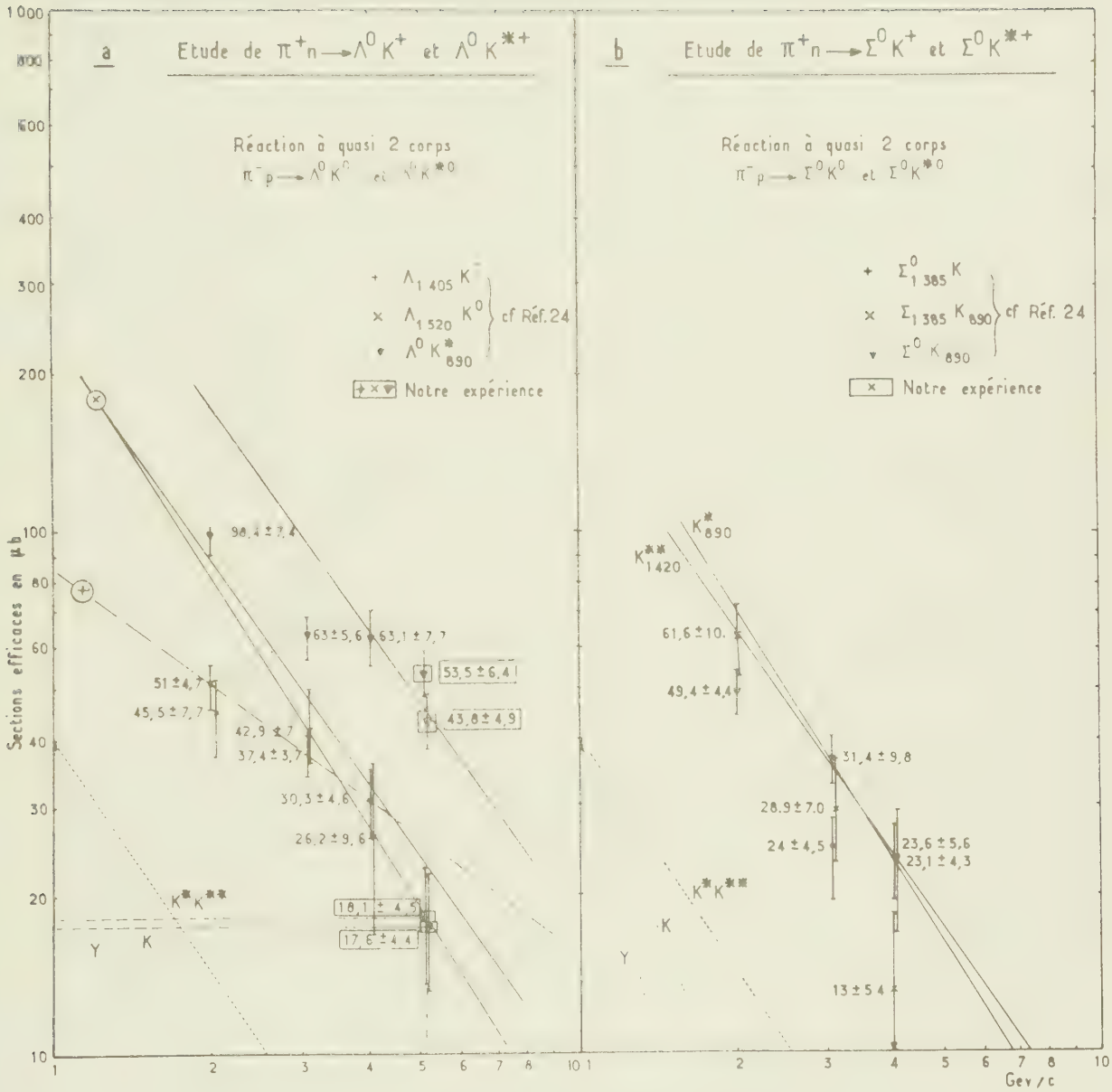
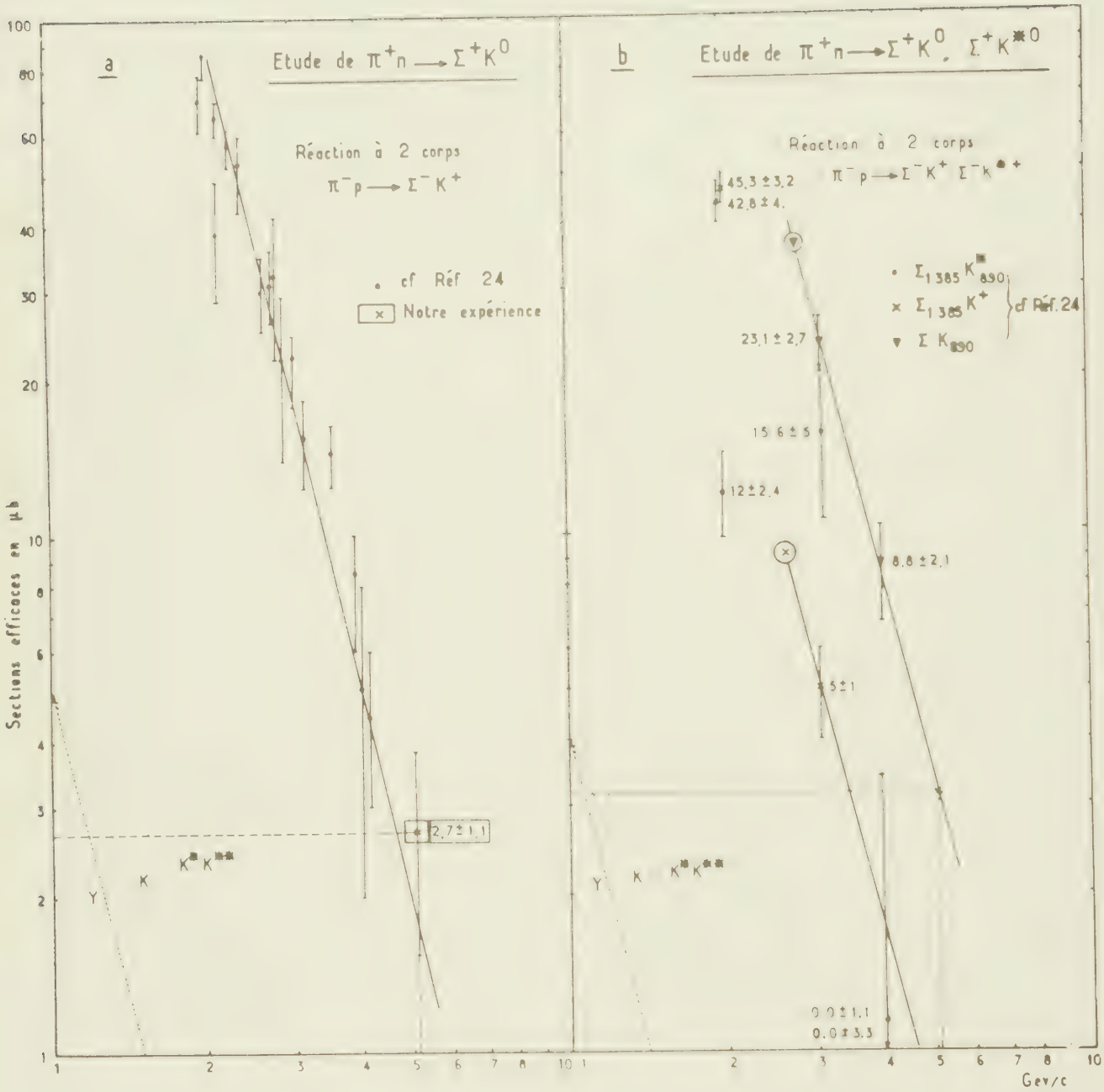

a
Etude de $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^+$ et $\Lambda^0 K^{*+}$
Réaction à quasi 2 corps
$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$ et $\Lambda^0 K^{*0}$
$\Lambda_{1405} K^-$
$\Lambda_{1520} K^0$
$\Lambda^0 K^*_{890}$
cf Réf. 24
Notre expérience
98,4 ± 7,4
63 ± 5,6
63,1 ± 7,7
53,5 ± 6,4
43,8 ± 4,9
51 ± 4,7
45,5 ± 7,7
42,9 ± 7
37,4 ± 3,7
30,3 ± 4,6
26,2 ± 9,6
18,1 ± 4,5
17,6 ± 4,4
$K^* K^{**}$
Y
K
Sections efficaces en μb
b
Etude de $\pi^+ n \rightarrow \Sigma^0 K^+$ et $\Sigma^0 K^{*+}$
Réaction à quasi 2 corps
$\pi^- p \rightarrow \Sigma^0 K^0$ et $\Sigma^0 K^{*0}$
$\Sigma^0_{1385} K$
$\Sigma_{1385} K_{890}$
$\Sigma^0 K_{890}$
cf Réf. 24
Notre expérience
K^*_{890}
K^{**}_{1420}
61,6 ± 10.
49,4 ± 4,4
31,4 ± 9,8
28,9 ± 7,0
24 ± 4,5
23,6 ± 5,6
23,1 ± 4,3
13 ± 5,4
$K^* K^{**}$
K
Y
Gev / c

Fig. 22 (a-b)


a
Etude de $\pi^+ n \longrightarrow \Sigma^+ K^0$
Réaction à 2 corps
$\pi^- p \longrightarrow \Sigma^- K^+$
cf Réf 24
Notre expérience
2,7 ± 1,1
Y
K
K* K**
b
Etude de $\pi^+ n \longrightarrow \Sigma^+ K^0$, $\Sigma^+ K^{*0}$
Réaction à 2 corps
$\pi^- p \longrightarrow \Sigma^- K^+ \Sigma^- K^{*+}$
45,3 ± 3,2
42,8 ± 4.
$\Sigma_{1385} K^*_{890}$
$\Sigma_{1385} K^+$
ΣK_{890}
cf Réf. 24
23,1 ± 2,7
15,6 ± 5
12 ± 2,4
8,8 ± 2,1
5 ± 1
0,0 ± 1,1
0,0 ± 3,3
Sections efficaces en μb
Gev/c

b)- Réaction $\pi N \to A_2 N$:

Pour l'échange non chargé de $\pi^+ n \to A_2^+ n$, les trajectoires des pôles de Pomeranchuk P, P' et du ρ peuvent être envisagées.

Pour l'échange chargé de $\pi^+ n \to A_2^0 p$, seule la trajectoire du ρ peut contribuer et devrait donc permettre d'expliquer le comportement des sections efficaces totales et différentielles.

Un calcul de l'amplitude a été effectué par L.L.WANG (Ref.67) dans le cas, plus général, de la réaction sans échange de charge.

Bien que ne pouvant être ajustée à l'aide de résultats expérimentaux, car comportant un trop grand nombre de paramètres, l'expression mathématique de la section efficace différentielle lui a permis de déduire quelques informations intéressantes :

1) Plusieurs termes contiennent le facteur $(\alpha_p - 1)$ En conséquence du fait que $\alpha_p(0) = 1$, la contribution de ces termes sera très faible.

2) Chaque terme contient un facteur cinématique qui, selon L.L.WANG n'augmente pas avec s dans la direction avant du canal s $(\cos \theta_s = 1)$

En conséquence, la trajectoire de REGGE du Pomeron ne peut pas contribuer entièrement dans la direction avant du canal s et la production du A_2 a très haute énergie sera, de ce fait, plus limitée.

Par ailleurs, ce dernier résultat est en accord avec la loi empirique que D.R.O. MORRISSON (Ref. 72d) a déduite d'une étude portant sur un grand nombre de réactions à 2 corps et à quasi-2-corps, de la variation des sections efficaces avec l'énergie :

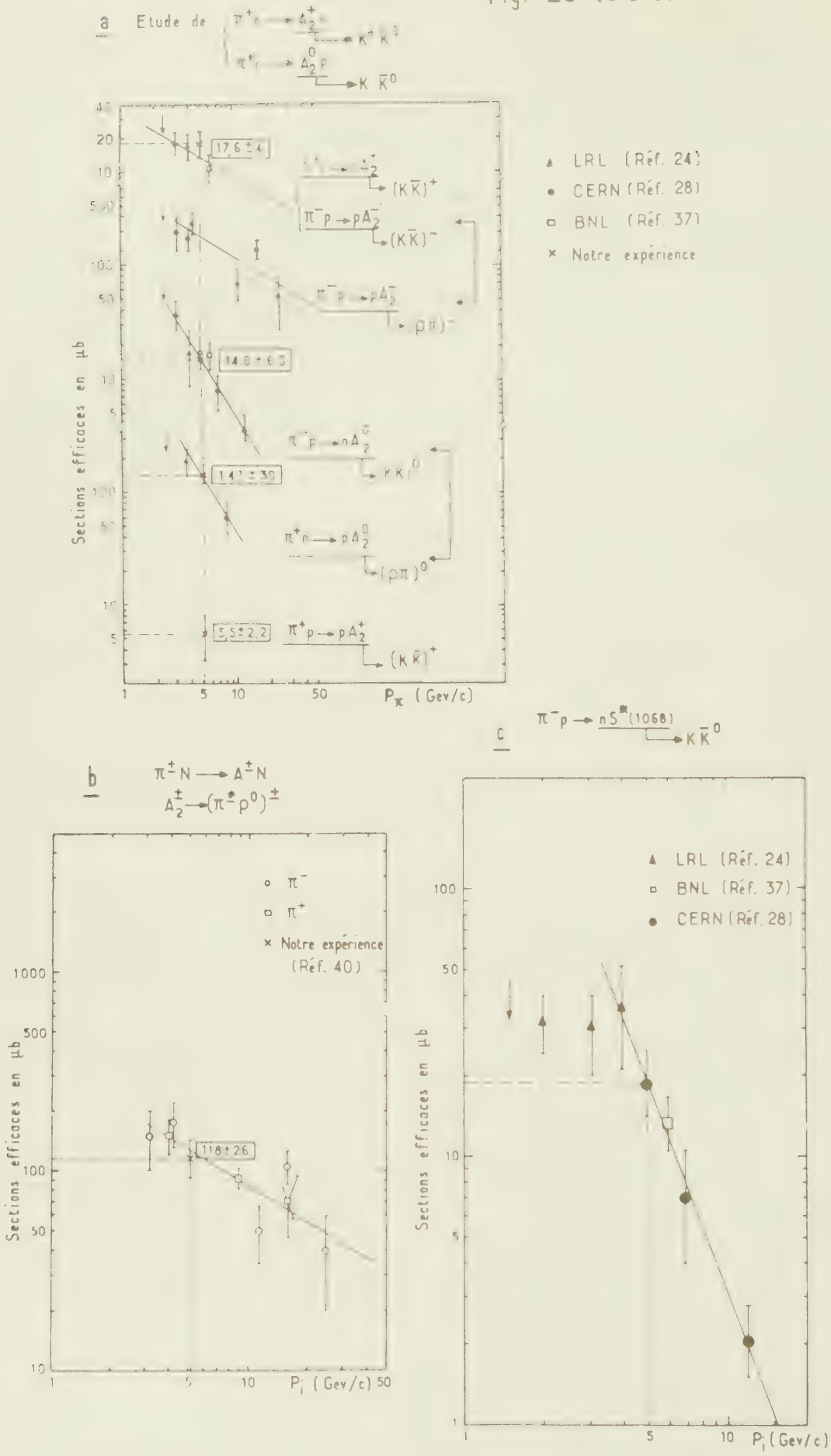
- La section efficace totale ne reste constante lorsque l'énergie varie que si la variation ΔP de la Parité et celle ΔJ du spin au vertex mésonique sont reliées par la relation $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$

Or, la réaction $\pi^+ n \to A_2^+ n$, étant telle que $\Delta P = -1$ et $\Delta J = 2$ devrait avoir une section efficace variable en fonction de l'énergie.

Ce résultat est vérifié par l'expérience :

.../...

Fig. 23 (a-b-c)


a
Etude de
17,6 ± 4
14,0 ± 6,5
5,5 ± 2,2
LRL (Réf. 24)
CERN (Réf. 28)
BNL (Réf. 37)
Notre expérience
Sections efficaces en μb
P_π (Gev/c)
b
$\pi^\pm N \longrightarrow A^\pm N$
$A_2^\pm \rightarrow (\pi^\pm \rho^0)^\pm$
118 ± 26
Notre expérience (Réf. 40)
Sections efficaces en μb
P_i (Gev/c)
c
$\pi^- p \rightarrow nS^*(1068)$
$\rightarrow K\bar{K}^0$
LRL (Réf. 24)
BNL (Réf. 37)
CERN (Réf. 28)
Sections efficaces en μb
P_i (Gev/c)

- La figure 23 montre que les pentes des droites correspondant à la variation, en coordonnées Log-Log, de la section efficace totale en fonction de l'impulsion dans le laboratoire sont identiques pour les réactions $\pi^+ n \to A_2^+ n$ (ou $\pi^- p \to A_2^- p$), quel que soit le mode de désintégration du A_2; elles ont une valeur égale à (-0.55 ± 0.2) (Ref. 72d)

Par ailleurs, pour la réaction $\pi^- p \to A_2^\circ n$, $A_2^\circ \to K_1^\circ K_1^\circ$, la pente déterminée (Ref. 28) à partir de l'ajustement des points expérimentaux a été trouvée égale à (-1.65 ± 0.35). Cette même valeur, qui a ajusté les résultats expérimentaux de la réaction $\pi^+ n \to A_2^\circ p$, $A_2^\circ \to (\rho\pi)^\circ$, ne correspond pas à celle que l'on obtient à partir de la trajectoire α_ρ déterminée expérimentalement; mais le fait qu'elle lui soit supérieure en valeur absolue est en accord avec la dernière remarque du paragraphe précédent et n'exclut pas l'échange de ρ pur.

Remarques .

1°) Une prédiction du modèle simple des pôles de REGGE n'est cependant pas vérifiée expérimentalement.

- L'amplitude de retournement de spin qui correspond à l'échange de ρ s'annulant de même que la fonction de trajectoire pour $|t| \simeq .6$ Gev^2, un minimum dans la section efficace différentielle devrait être observé pour cette même valeur de $|t|$.

Or, les résultats concernant le mode ($\rho\pi$) de désintégration du A_2° et du A_2^+ de notre expérience (Ref. 40) n'ont pas montré d'indication susceptible de confirmer ces prévisions théoriques.

2°) L'hypothèse de l'indépendance de la production et de la désintégration d'une résonance explique la pente identique observée pour la production des A_2^+ ou A_2° dans les modes ($\rho\pi$) et ($K\bar{K}$).

Cependant cette hypothèse ne permet pas de comprendre la différence entre les valeurs obtenues pour les rapports de branchement observés dans la désintégration en ces modes respectivement du A_2^+ ($= 4.8 \pm 2.0$ %) et du A_2° ($= 9.5 \pm 4$ %) qui ne sont pas toujours compatibles à un écart, ainsi que nous l'observons pour notre expérience.

Une explication possible pourrait être de supposer une majoration systématique des sections efficaces de production du $A_2^\circ \to (K\bar{K})^\circ$: - la présence du f° rend - ainsi que nous l'avons déjà souligné - difficile en effet l'évaluation correcte du nombre d'évènements qui appartiennent à l'une et l'autre de ces résonances.

.../...

III - CONCLUSION -

Pour toutes les réactions à 2 corps et à quasi-2-corps, nous avons confronté nos résultats à ceux dont nous disposions à des énergies variables entre 2 et 20 Gev, le plus souvent dans le canal de la réaction symétrique de charge . Nous avons effectué les constatations suivantes :

1) En ce qui concerne les sections efficaces totales de notre expérience, nous avons vérifié qu'elles étaient toutes parfaitement compatibles avec les valeurs obtenues par interpolation des résultats expérimentaux dans l'hypothèse d'un modèle simple des pôles de REGGE.

Cependant, dans le cas des réactions $\pi N \to YK$ pour lesquelles les seules trajectoires échangeables sont celles du K^*_{890} et du K^{**}_{1420}, ce modèle ne renseigne pas d'une manière précise sur la nature vectorielle ou (et) tensorielle de l'échange :

- la proximité des trajectoires α_{K^*} et $\alpha_{K^{**}}$ donne en fait une loi semblable de variation avec l'énergie ($\sim s^{-1.5}$) dans l'échange de l'une ou l'autre de ces trajectoires, ou dans leur échange simultané.

Ceci explique, du reste, la difficulté de la determination expérimentale de ces trajectoires - à la différence de celles du ρ et du A_2, pour lesquelles il existe des réactions où l'une de ces trajectoires est seule échangée.-

2) Les sections efficaces différentielles ajustables par une loi de la forme $d\sigma/dt = Ae^{bt}$ ne semblent pas présenter de variations de la pente b en fonction de l'énergie, contrairement aux prévisions d'un modèle simple des pôles de REGGE.

La compilation des valeurs de b obtenues dans un certain nombre de réactions $\pi N \to YK$ nous a cependant permis de constater que ces pentes semblaient caractéristiques du mode de production :

- elles sont très différentes pour les réactions $\pi N \to YK$ à 2 corps ($|b| \sim 8$ Gev^{-2}) et les réactions à quasi-2-corps ($|b| \sim 2$ Gev^{-2}), bien que, dans ce dernier cas, l'évaluation du nombre des évènements de la résonance par rapport au fond non résonant ne soit pas toujours aisée.

De plus, pour toutes les réactions à quasi-2-corps du type $\pi N \to YK$, outre les difficultés d'ajustements posées par la nature de l'espace de phase et de la fonction de Breit-Wigner utilisée , le manque de résultats expérimentaux et leurs grandes erreurs limitent les études qu'il serait intéressant d'entreprendre avec les modèles des pôles de REGGE ,simples ou complexes .

-:-:-:-:-:-:- .../...

CHAPITRE VI

INTERPRETATION DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ET DE LA POLARISATION DANS LE CADRE D'UN MODELE DE REGGE A ECHANGE DE DEUX POLES -

Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'interpréter nos résultats expérimentaux en tenant compte du spin des particules en nous plaçant encore dans le cadre de modèles à pôle de REGGE.

En effet, le modèle à échange de méson (OME Model)(Ref. 80) ainsi que le modèl avec absorption (Ref. 81) donnent des amplitudes réelles et ne permettent pas d'expliquer une polarisation produite seulement lorsque des amplitudes sont déphasées.

I - INTRODUCTION DU SPIN DANS LE MODELE DES POLES DE REGGE -

Pour tenir compte du nucléon dans une interaction πN , il est possible de considérer 2 amplitudes au moins, par exemple une amplitude sans retournement de spin et une amplitude avec retournement de spin.

En utilisant le formalisme de l'hélicité (cf. Annexe III), on a, à priori, les amplitudes :

$$F_{++} , F_{+-} , F_{-+} , F_{--}$$

mais elles se réduisent à 2 amplitudes indépendantes F_{++} et F_{+-} par exemple, en tenant compte des invariances par renversement du temps et de la Parité.

1) La section efficace différentielle est alors :

$$\frac{d\sigma}{dt} = |F_{++}|^2 + |F_{+-}|^2 \propto (|B_{++}(t)|^2 + |B_{+-}(t)|^2) \left|\frac{s}{s_0}\right|^{2\alpha_L(t)-2}$$

qui est seulement une généralisation de la formule (V.9)

Les modèles à pôle de REGGE prévoient que le résidu $B_{+-}(t)$ doit s'annuler pour la valeur de t correspondant à $\alpha_L(t) = 0^+$ (Ref. 58) , ainsi que nous l'avons rappelé à la fin du paragraphe I du Chapitre V.

.../..

Cette hypothèse théorique doit se traduire par un minimum observé dans la distribution $\frac{d\sigma}{dt}$ pour cette même valeur de t.

Les particules mésoniques échangées dans les réactions $\pi N \to YK$ et $\pi N \to YK^{*}$ peuvent être, d'une manière générale, compte tenu de la conservation des nombres quantiques aux 2 apex :

$$K,\ K^{*}_{890} \quad \text{ou} \quad K^{**}_{1420},$$

dont les fonctions de trajectoires $\alpha_{K'}$, α_{q} et α_{Q} s'annulent pour $t = 0.24$, $^{-}0.4$ et $^{-}0.35$ respectivement, si l'on suppose les trajectoires linéaires.

En conséquence, un minimum devrait être expérimentalement observé pour ces valeurs de t chaque fois que l'échange d'une de ces particules est autorisé.

La Fig 25 nous a permis d'observer un minimum pour la réaction : $\pi^{+} n \to \Lambda^{0} K^{o}$ pour $t \simeq .4\ Gev^{2}$, en accord avec l'échange de K^{*}_{890} ou (et) K^{**}_{1420}.

En ce qui concerne la réaction $\pi^{+} n \to \Lambda^{o} K^{*+}_{890}$, un minimum qui correspond à un manque d'évènements sur un intervalle de $0.080\ Gev^{2}$ alentour de $.4\ Gev^{2}$ peut être considéré comme significatif de l'échange possible de

$$K^{*}_{890} \quad \text{et (ou)} \quad K^{**}_{1420},$$ dans la mesure où ce point s'écarte de 3 déviations standard de la courbe qui ajuste les points expérimentaux (Fig18).

2) Polarisation -

La polarisation mesurée le long de la normale au plan de production est : (cf. Annexe III)

$$P \cdot \frac{d\sigma}{dt} = 2\ \mathrm{Im}\ (F_{++} F_{+-}^{*}) \cdot \vec{n}$$

les amplitudes F_{++} et F_{+-} peuvent être "Reggeisées" mais les mêmes pôles contribuent à ces 2 amplitudes.

.../...

De plus, si un pôle domine (hypothèse d'un modèle simple de REGGE), pour $t = 0$, $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ sont réels, et le déphasage entre les amplitudes F_{++} et F_{+-} est nul du fait que les 2 amplitudes ont la même phase donnée par le facteur de signature :

$$(1 + \xi_L \; e^{-i\pi\alpha(t)}) \; (\xi = \pm 1)$$

En conséquence, le modèle à pôle simple dominant de REGGE prévoit, dans la diffusion π Nucléon, que le nucléon de l'état final ne peut être polarisé.

Or, les résultats expérimentaux, concernant la réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$ dans laquelle le méson (ou la trajectoire) échangé(e)ne pourrait être que K^*_{890} (ou K^{**}_{1420}), montrent une polarisation certaine du Λ°, variable en fonction de $|t|$. (Fig 26)

En conséquence, l'interaction serait plus complexe que celle dont rendrait compte l'échange d'une seule trajectoire et on a besoin, dans l'amplitude, d'un second terme indépendant, de grandeur comparable, susceptible d'interférer avec le pôle K^*. Si ce second terme ne correspondait pas lui aussi à un échange de pôle de REGGE, on trouverait une section efficace importante en dehors de la direction avant. Or, les distributions $\frac{d\sigma}{dt}$ montrent toutes un fort pic dans cette direction. Aussi un autre mécanisme d'échange, avec un grand déphasage de son amplitude par rapport à celle du pôle K^*_{890} - au moins pour les faibles moments de transfert $|t|$ - s'est imposé aux théoriciens. D'une manière plus précise, cette condition est remplie par une trajectoire dont le facteur de signature est opposé à celui de K^*_{890}, qui peut, par conséquent fort bien être celle du K^*_{1420}.

Un modèle de REGGE fondé sur l'échange de 2 pôles a d'abord été proposé par ARNOLD (Ref. 82) il suppose la dégénérescence d'échange et ne peut analyser la section efficace différentielle qu'au voisinage de la direction avant de la réaction.

Aussi utiliserons-nous l'analyse de REEDER et SARMA (Ref. 83) qui permet d'étudier la variation de la Polarisation jusqu'à des valeurs importantes de $|t|$ (~ 2 Gev^2).

.../...

II - MODELE A ECHANGE DE DEUX POLES DE REGGE -

- Formalisme de ce modèle -

Considérons la réaction $M_1 + B_1 \to M_2 + B_2$ où M_1 et M_2 sont des mésons pseudo-scalaires de masse μ_1 et μ_2.

B_1 et B_2 sont des baryons de masses m_1 et m_2.

La section efficace différentielle pour de telles réactions peut être décrite en termes d'amplitudes d'hélicité dans le canal t :

$$\frac{d\sigma}{dt} = |F_{++}|^2 + |F_{+-}|^2 = \frac{1}{64\pi\, sp^2} \left\{ |H_{++}|^2 + |H_{+-}|^2 \right\}$$

où :

- P_1 est le moment du baryon initial B_1 dans le centre de masse du canal s,
- s et t sont les variables de Mandelstam.

La séparation des facteurs cinématiques (Ref. 84) permet de définir les amplitudes :

$$F_{++} = \frac{1}{8\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{s} \cdot p_1} (4m^2 - t)^{-1/2} \; G_{++}$$

$$F_{+-} = \frac{\sqrt{\Phi}}{8\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{s} \cdot p_1} (4m^2 - t)^{-1/2} \; G_{+-}$$

avec :

$$\Phi = st(K - s - t) - s(\mu_1^2 - \mu_2^2)(m_1^2 - m_2^2) - t(\mu_1^2 - m_1^2)(\mu_2^2 - m_2^2) - (\mu_1^2 m_2^2 - \mu_2^2 m_1^2)(\mu_1^2 - \mu_2^2 - m_1^2 m_2^2)$$

où :

$$m_1 - m_2 \simeq 0$$

$$1/2(m_1 + m_2) \simeq m$$

Soit : $\Phi = st(K - s - t) - t(\mu_1^2 - m^2)(\mu_2^2 - m^2) - m^2(\mu_1^2 - \mu_2^2)^2$

l'équation de la courbe qui sépare les régions physiques de s, de t, ou de u. (cf. Annexe IV)

.../...

D'autre part :

G'_{++} G_{--} sont les amplitudes d'hélicité indépendantes des facteurs cinématiques et la section efficace différentielle devient :

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\,\pi\, s p_1^2}\;\frac{1}{(4m^2 - t)}\left[\,|G_{++}|^2 + |G_{+-}|^2\,\right]}$$

La Polarisation $\vec{P} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = 2\ \mathrm{Im}\,(F_{++}\,F^{*}_{+-})\,\vec{n}$ s'exprime donc sous la forme :

$$\vec{P} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{32\,\pi\, s \cdot p_1^2} \cdot \frac{\sqrt{\Phi}}{(4\,m^2 - t)}\ \mathrm{Im}\,(G_{++} \cdot G^{*}_{+-}) \cdot \vec{n}$$

or, des calculs cinématiques (cf. Annexe IV) montrent que l'angle $\theta_s = \vec{P}_1\ \vec{P}_2$ - P_1 et P_2 étant les impulsions du baryon dans l'état initial et l'état final - ,

est tel que :

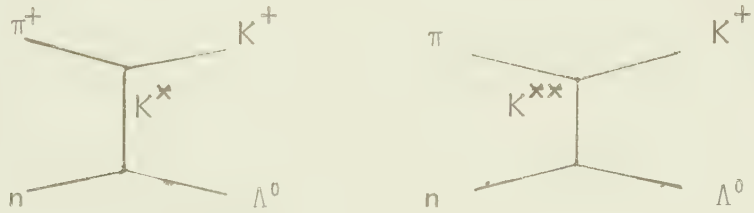
$$\sin\theta_s = \frac{\sqrt{\Phi}}{2\,\sqrt{s}\cdot p_1 \cdot p_2}$$

On en déduit :

$$\boxed{\vec{P}\,\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sin\theta_s \cdot p_2}{16\,\pi\sqrt{s}\cdot p_1}\;\frac{\mathrm{Im}(G_{++} \cdot G^{*}_{+-})}{(4\,m^2 - t)}\,\vec{n}}$$

Du fait que, dans le contexte périphérique, seuls le K^{*}_{890} et le K^{**}_{1420} peuvent participer aux réactions à 2 corps avec échange d'étrangeté, seules les trajectoires vectorielles et tensorielles sur lesquelles sont respectivement situées ces particules pourront intervenir simultanément dans la réaction $\pi^+ n \to \Lambda^0 K^+$.

L'amplitude résultante correspond à l'addition de 2 graphs :



et les amplitudes G_{++} et G_{+-} seront la somme de 2 termes :

$$G_{\ldots} = G_{+\ldots}(q) + G_{+\ldots}(Q)$$

.../...

Si l'on appelle q et Q les pôles correspondant à K^*_{890} et K^{**}_{1420}, α_q et α_Q représentent les fonctions de trajectoire de REGGE qui leur correspondent.

D.D.REEDER et K.V.L. SARMA ont introduit des facteurs qui dépendent de l'énergie :

$$R^{q,Q}_{\pm\pm} = \frac{s - m^2 - 1/2\,(\mu_1^2 + \mu_2^2 + t)\,(\alpha_{q,Q} - \frac{1}{2}) \pm \frac{1}{2}}{2\,m\,E^{q,Q}_{\pm}}$$

où $E^{q,Q}_{\pm}$ représente des facteurs d'échelle en énergie pour les trajectoires q et Q qui seront considérés comme paramètres libres dans cette analyse et déterminés lors de l'ajustement des résultats expérimentaux.
La paramétrisation des amplitudes de REGGE adoptée a alors été :

$$G_{++}^{(q)} = C_{++}^{q} \cdot (\alpha_q + 1)^2 \left(\frac{1 - e^{-i\pi\alpha_q}}{\sin \pi\alpha_q}\right) R_{++}^{q}$$

$$G_{+-}^{(q)} = C_{+-}^{q} \cdot (\alpha_q + 1)^2\, \alpha_q \cdot \left(\frac{1 - e^{-i\pi\alpha_q}}{\sin \pi\alpha_q}\right) R_{+-}^{q}$$

$$G_{++}^{(Q)} = C_{++}^{Q} \cdot \alpha_Q (\alpha_Q + 1)\left(1 + \frac{t}{t_Q}\right)\left(\frac{1 + e^{-i\pi\alpha_Q}}{\sin \pi\alpha_Q}\right) R_{++}^{Q}$$

$$G_{+-}^{(Q)} = C_{+-}^{Q} \cdot \alpha_Q^2 (\alpha_Q + 1) \cdot \left(\frac{1 + e^{-i\pi\alpha_Q}}{\sin \pi\alpha_Q}\right) R_{+-}^{Q}$$

La raison du facteur $(1 + t/t_Q)$ est analogue à celle discutée par PHILLIPS et RARITA (Ref. 58) pour les réactions élastiques $\pi^\pm p$ (où il rendait compte du point de "cross-over" dans la section efficace différentielle à faible moment de transfert t : il permet de rendre compte de l'annulation et du changement de signe observé expérimentalement dans la polarisation du Λ°

Un terme semblable $(1 + t/t_q)$ aurait dû être écrit dans la polarisation de G_{++}^{q} : l'ajustement des données expérimentales a montré que la polarisation dans ce modèle n'était absolument pas modifiée par l'absence ou la présence d'un tel facteur, et il a par conséquent été supprimé.

Les fonctions de trajectoires vectorielles α_q et tensorielles α_Q peuvent être déterminées à partir respectivement des trajectoires α_ρ et α_{A_2} des mésons vecteur ρ et tenseur A_2 dans le cadre de la violation de la symétrie $SU(3)^2$.

.../...

En effet, dans les limites de la symétrie SU(3) exacte, tous les mésons vecteurs ont une masse dégénérée et, en conséquence, se trouvent sur une trajectoire dégénérée.

En réalité, la symétrie SU(3) est brisée, et les masses des particules ne sont pas confondues; les trajectoires de REGGE sont donc aussi séparées.

Une manière possible de tenir compte de la violation de SU(3), au moins en ce qui concerne les trajectoires de REGGE, est d l'hypothèse que :

$$\alpha_j(t) = \alpha_i(t - \Delta_{ji})$$

où $\Delta_{ji} = m_j^2 - m_i^2$

les trajectoires α_j et α_i sont les trajectoires associées aux membres j et i du multiplet considéré de SU(3). Cette équation valable pour la partie réelle de α (t), permet en particulier de vérifier que les spins $\alpha_j(m_j^2)$ et $\alpha_i(m_i^2)$ des particules de masse m_j et m_i sont égaux.

La réaction $\pi^- p \to \pi^0 n$, pour laquelle la seule trajectoire échangeable, dont les nombres quantiques conviennent, est le ρ, a permis de déterminer la trajectoire α_ρ.

En utilisant les résultats concernant la section efficace différentielle de cette réaction étudiée jusqu'à 18 Gev (Ref. 55 et 56), REEDER et SARMA ont trouvé pour la trajectoire du ρ corrigée par rapport à la trajectoire linéaire de pente universelle, la forme :

$$\alpha_\rho(t) = .564 + 1.03.t + 0.16\, t^2 \text{ (Ref. 83)}$$

D'où on déduit, compte tenu de la réaction précédente :

$$\boxed{\alpha_q(t) = 0.35 + 0.96\, t + 0.16\, t^2}$$

De la même manière α_Q devrait pouvoir être déterminée à partir de la trajectoire $\alpha_A(t)$ du A_2, obtenue dans la réaction $\pi^- p \to \eta n$, et qui conduirait à :

$$\alpha_Q(t) = 0.275 + .41\, t$$

.../...

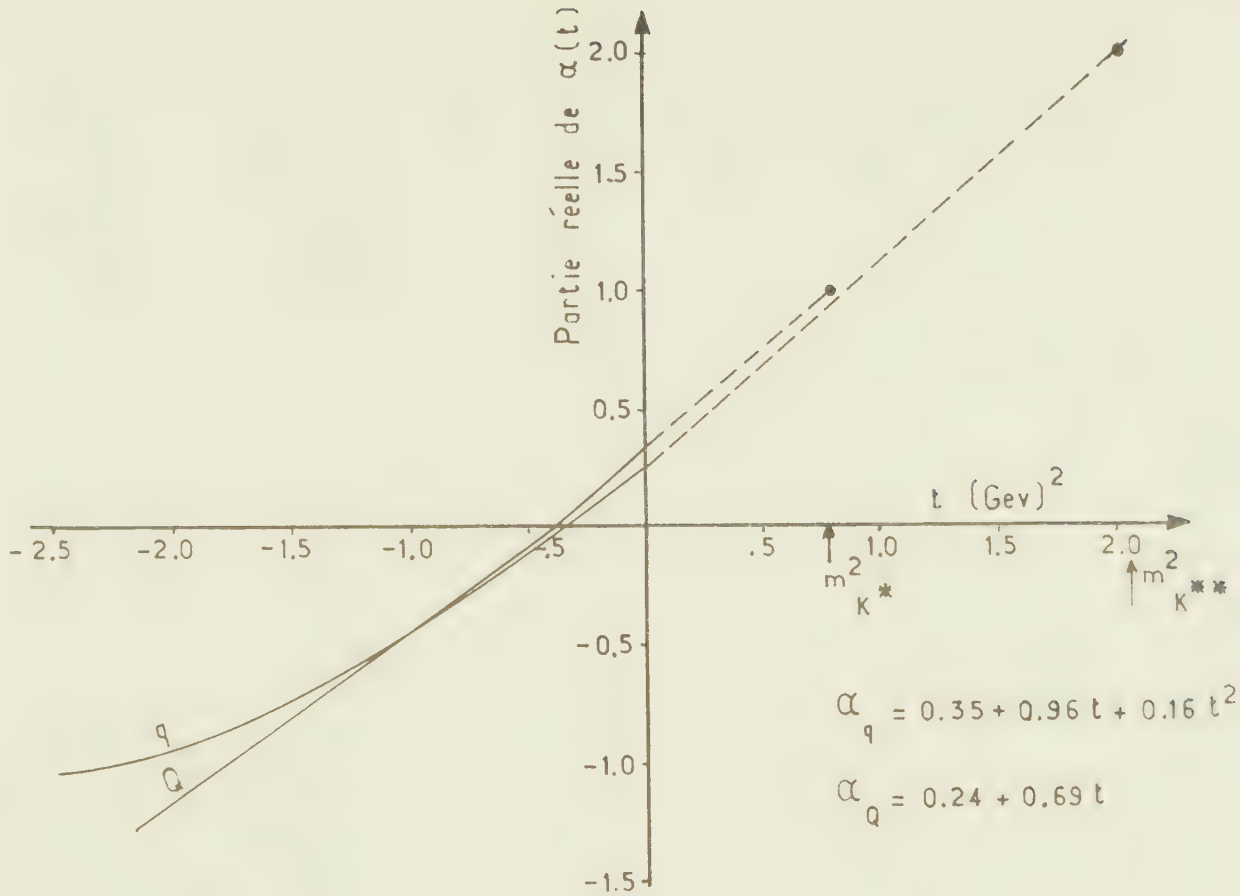


Fig. 24 Trajectoires de Regge du vecteur K^*_{890} $(J^P = 1^-)$ et du tenseur K^{**}_{1420} $(J^P = 2^+)$ telles qu'elles ont été déterminées dans le modèle de D.D. Reeder et K.V.L. Sarma (Réf. 83 c)

Néanmoins, du fait de grandes erreurs dans la détermination de la trajectoire du A_2 (Ref. 84), la symétrie brisée n'a pas été utilisée : la trajectoire $\alpha_Q(t)$ a seulement été supposée sous la forme :

$$\alpha_Q(t) = a + bt$$

expression où les paramètres a et b sont déterminées lors de l'ajustement des points expérimentaux.

Les paramètres d'échelle d'énergie pour les trajectoires q et Q ont été pris égaux aux valeurs correspondantes pour les échanges de ρ et de A_2, déterminées à partir des réactions $\pi^- p \to \pi^0 n$ et $\pi^- p \to \eta n$:

$$E^q_+ = E^V_+ = 2.12 \text{ Gev} \qquad E^Q_+ E^T = 0.58 \text{ Gev}$$

$$E^q_- = E^V_- = 1.81 \text{ Gev} \qquad E^Q_- E^T = 0.153 \text{ Gev}$$

De telle sorte que leur analyse a consisté à rechercher les meilleures valeurs possibles pour les 7 paramètres à ajuster :

$$C^q_{++}, C^q_{+-}, C^Q_{++}, C^Q_{+-}, t_Q, a \text{ et } b$$

Les données expérimentales utilisées des réactions :

$K^- p \to \Lambda^0 \pi^0$ (Ref. 87) et $\pi^- p \to \Lambda^0 K^0$ (Ref. 24)

qui ne tenaient compte que des sections efficaces différentielles ajustées simultanément, ont permis d'obtenir les résultats suivants :

$$\alpha_Q(t) = 0.24 + 0.69\ t \qquad C_+(q) = -24.93 \text{ Gev}$$

$$t_Q = 0.526\ (\text{Gev}/c)^2 \qquad C_-(q) = -0.44\ (\text{Gev})^{-2}$$

$$C_+(Q) = 60.1 \text{ Gev}$$

$$C_-(Q) = 974.9\ (\text{Gev})^{-2}$$

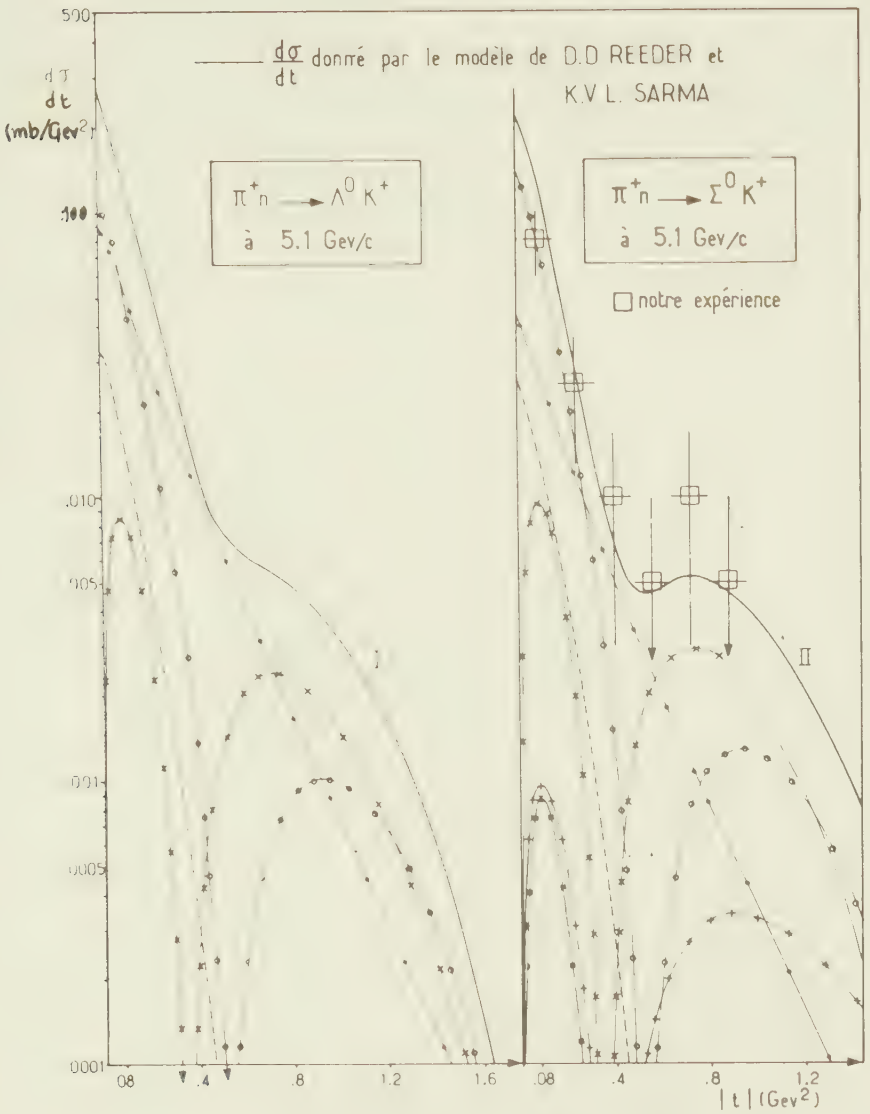
En ce qui concerne la Polarisation du Λ^0 de ces réactions, les prédictions déduites de ce modèle sont représentées Fig.(26)

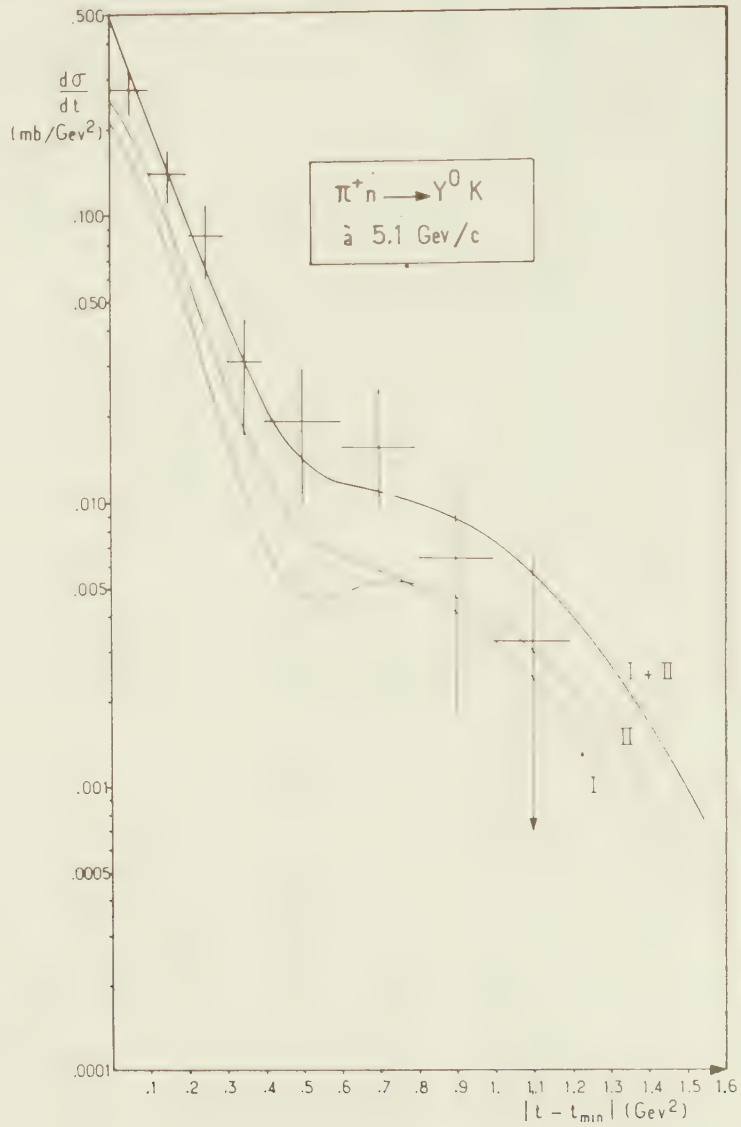
La Figure (24) montre les trajectoires α (q) et α (Q) ainsi déterminées par ce modèle:

- la trajectoire $\alpha_q(t)$ - de même que la trajectoire $\alpha_\rho(t)$ déterminée par un ajustement avec un très grand nombre de résultats expérimentaux - possède une courbure non négligeable.

.../...

Fig 25





••••• contribution de l'amplitude F^q_{++} vectorielle sans retournement de spin

++++ " F^q_{+-} " avec "

oooo " F^Q_{++} tensorielle sans "

×××× " F^Q_{+-} " avec "

— — — contribution du terme d'interférence sans retournement de spin

= = = = " avec "

De même que la trajectoire déterminée pour le A_2, $\alpha_Q(t)$ doit être utilisée dans un domaine restreint de variation de t, dans la mesure où sa pente (= .69 (Gev)$^{-2}$) est assez éloignée de la pente universelle 1 Gev^{-2} et la trajectoire n'est, en fait, dessinée que pour les valeurs négatives de t.

III - INTERPRETATION DE NOS RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LE MODELE A DOUBLE-POLE -

Les courbes de la distribution en moment de transfert et la polarisation obtenues avec le modèle de D.D. REEDER et K.V.L.SARMA sont dessinées sur les Figures 25 et 26 où sont présentés nos résultats expérimentaux.

1) En ce qui concerne la section efficace différentielle correspondant à la réaction $\pi^+ n \to Y^\circ K^+$ à 5.1 Gev/c, la courbe a été obtenue à partir des courbes $\pi^- p \to Y^\circ K^\circ$ à 6 Gev/c et $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ$ à 4 Gev/c. (Ref. 83c).

Les fonctions de trajectoires α_q, α_Q, et le facteur $(1 + \frac{t}{t_Q})$ s'annulent respectivement à $t = -.4$, $-.35$ et $-.53$ Gev/c, valeurs qui annulent aussi les amplitudes $F_{+-}(q)$, $F_{++}(Q)$, $F_{+-}(Q)$. En conséquence, un minimum est attendu dans la section efficace différentielle pour $-t \sim .4$ (Gev)^2, puisqu'en ce point, seule l'amplitude $F_{++}(q)$ qui correspond à l'échange de la trajectoire α_q du K^*_{890} est différente de zéro.

En conséquence, le minimum expérimental qui s'expliquait fort bien dans le cadre d'un modèle simple d'échange à un pôle α_q (ou α_Q car, du fait de la proximité des trajectoires, les valeurs qui annulent les fonctions α_q et α_Q sont voisines,) peut donc aussi être interprété dans le cadre du modèle à double pôle :

- les points expérimentaux semblent, compte tenu des erreurs, correctement reliés par la courbe obtenue pour ce modèle.

Par ailleurs, le terme ($\alpha_Q + 1$) rend possible la disparition de la contribution correspondant à la trajectoire Q lorsque $\alpha_Q = -1$, c'est-à-dire pour $t \sim -1.8$ (Gev/c)^2.

Expérimentalement, nous observons un manque d'événements qui n'est pas incompatible avec cette hypothèse mais qui peut cependant être expliqué par un biais d'observation : ces Λ° étant énergétiques ont pu être manqués.

.../...

2) La Polarisation donnée par ce modèle a nécessité l'introduction du terme $(1 + \frac{1}{\alpha_Q})$ afin de décrire les résultats expérimentaux qui permettent d'observer un changement de signe pour $|t| \sim .4$ Gev^2, lorsque α_Q ou α_q s'annulent.

Cette allure de la variation de nos résultats expérimentaux avec le moment de transfert semble correctement décrite par la courbe du modèle à échange de double pôle de D.D.REEDER et K.V.L. SARMA à 4 Gev/c (Ref. 83).

Il reste cependant que la valeur négative de la Polarisation pour les valeurs de $|t|$ comprises entre 0 et .4 Gev^2 est nettement supérieure à celles obtenues pour le Λ° de la réaction $\pi N \to \Lambda^\circ K$ et, à fortiori, pour le Λ° de la réaction $\pi N \to \Sigma^\circ K$, dont la courbe est située au-dessus.

Si nous considérons la courbe de Polarisation du Σ^+ de la réaction $\pi^+ P \to \Sigma^+ K^+$ d'expériences à 3.23 Gev/c et 5.5 Gev/c, nous voyons (Fig 27) que le même modèle donne un minimum plus accentué lorsque l'énergie est plus élevée.

D.D.REEDER et K.V.L. SARMA n'ont pas étudié les effets des résonances dans le canal s sur les réactions à échange d'hypercharge que nous avons considérées, alors qu'il ont tenu compte de 2 résonances (ΣK) possibles dans le canal s pour le calcul de la polarisation du Σ^+.

En conséquence, aucune prédiction détaillée n'a été présentée avec leur modèle sur la variation de la Polarisation du Λ° avec l'énergie.

Ils expliquent ainsi les valeurs tant soit peu élevées du χ^2 qu'ils ont obtenues pour les ajustements concernant la Polarisation du Λ° alors que leurs ajustements étaient excellents avec le Σ^+.

En ce qui nous concerne, nous admettrons - étant donné la similitude des équations - que la modification de la Polarisation du Λ° se produit dans le même sens que celle observée pour le Σ^+ dans la réaction à 2 corps $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^+$.

Ainsi pourrions nous espérer ajuster plus correctement la Polarisation fortement négative pour $-t < .4$ (Gev)^2.

.../...

Fig. 26 Polarisation du Λ^0 de la réaction $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^+$ et prévisions du modèle à double-pôle, à 4 Gev/c, de D.D. REEDER et K.V.L. SARMA (Réf. 83)

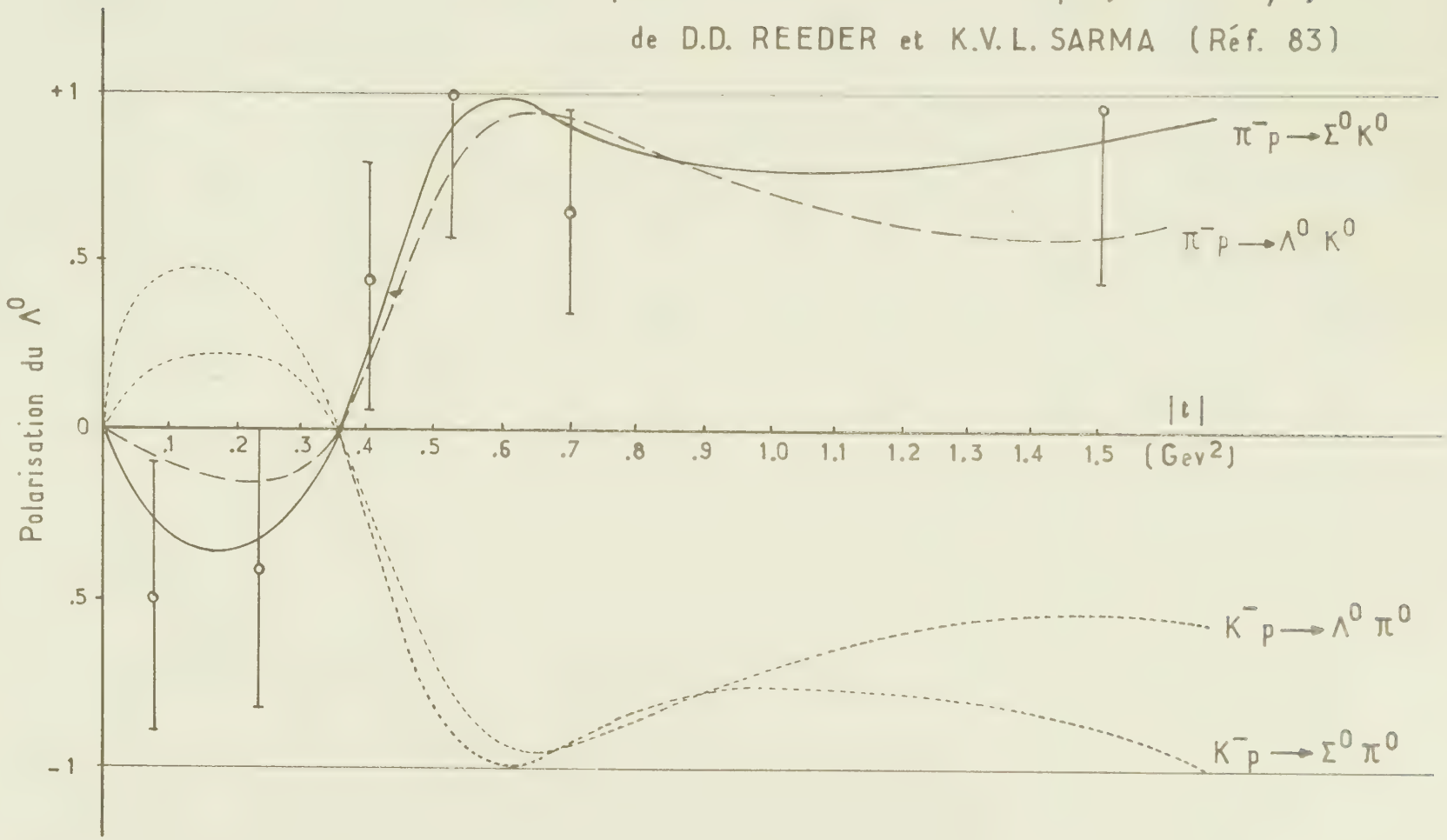
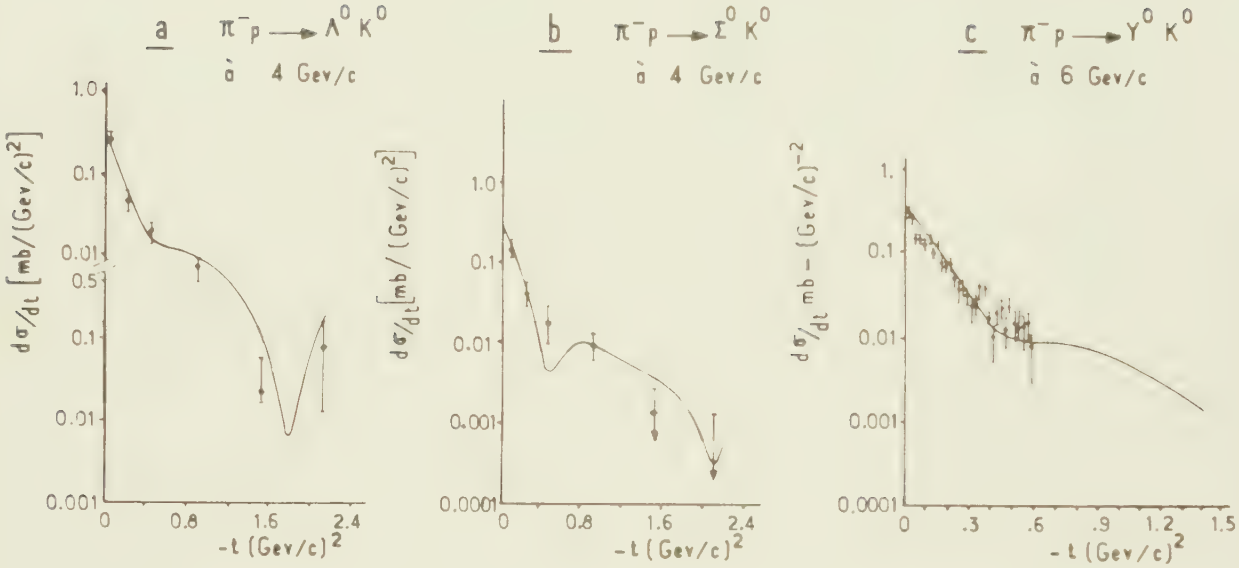
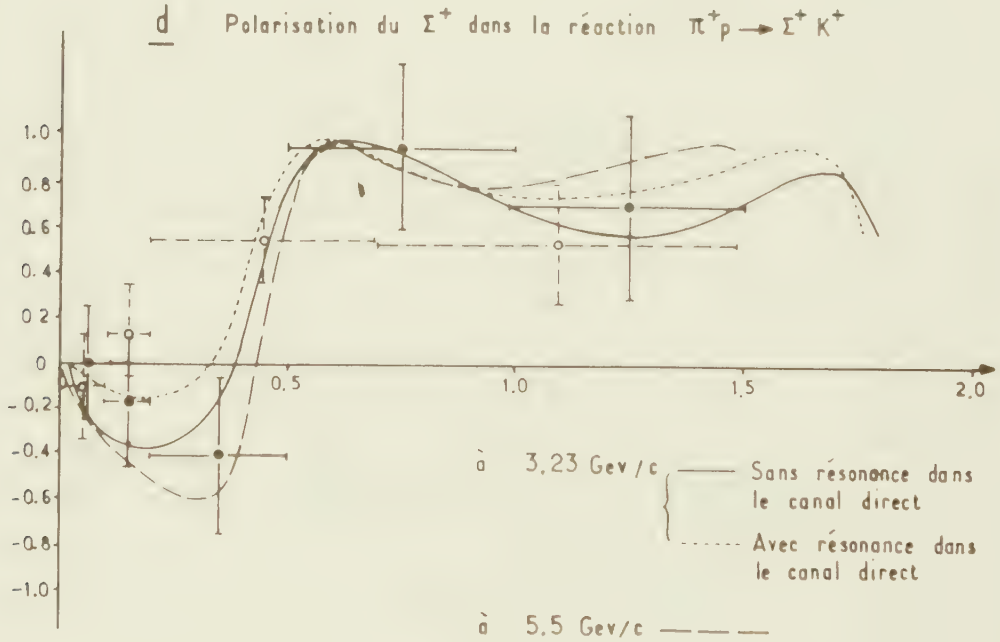


Fig. 27 (a-b-c-d) (Réf. 83)





IV - VALIDITE DE CE MODELE -

Tout modèle des pôles de REGGE concernant la polarisation du Λ° doit rendre compte de la variation de cette grandeur avec l'énergie.

En ce qui concerne nos résultats, nous ne pouvons pas être très surpris qu'un modèle adapté afin de décrire des résultats expérimentaux à 4 Gev/c convienne encore pour les résultats de notre expérience à 5.1 Gev/c.

Nous étudierons donc la validité de ce modèle lorsque l'énergie de réactions πN varie entre 5 et 11 Gev^2 et sous quelles conditions.

Puis, nous verrons comment un modèle décrivant la polarisation du Λ° dans une réaction $\pi N \rightarrow \Lambda^\circ K$ peut ne pas être satisfaisant s'il ne décrit pas la polarisation du Λ° dans la réaction obtenue par renversement des lignes mésoniques du diagramme de la réaction, $K^- N \rightarrow \Lambda^\circ \pi^-$.

1) L'étude de la polarisation du Λ° de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^\circ K^\circ$ a été faite entre 1.5 et 6 Gev/c :

Elle présente les caractères suivants :

a) Entre 1.5 et 3 Gev/c : (Ref. 24)

Dans ce domaine d'énergie, le modèle des pôles de REGGE doit être adapté de manière à tenir compte des résonances N^* possibles dans la voie s.

Le modèle de D.D. REEDER et K.V.L. SARMA ne peut convenir puisqu'en ce qui concerne cette réaction, ces auteurs ont justement admis l'hypothèse que l'énergie était suffisamment élevée pour qu'il ne soit pas nécessaire d'en tenir compte. En fait la polarisation observée dans ce domaine d'énergie (Fig. 28) est positive au voisinage de $t = 0$ et change de signe pour une valeur de t qui varie avec l'énergie (t diminue si s augmente.)

b) Entre 3 et 6 Gev/c : (Ref. 24)

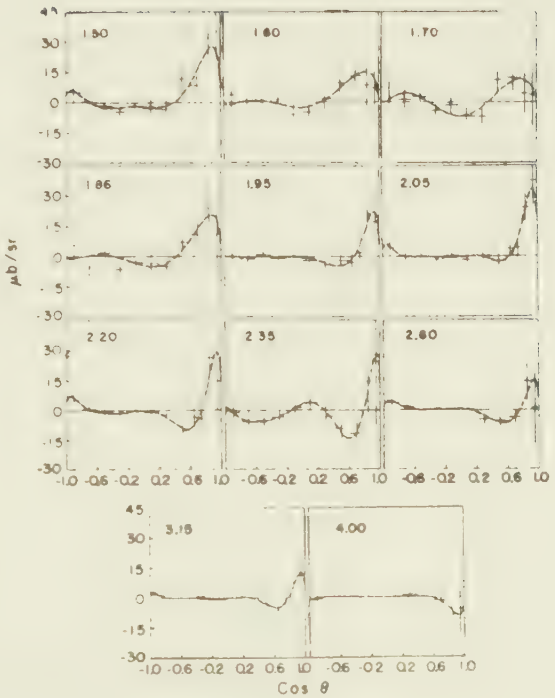
La polarisation commence par être négative , puis change de signe. Des expériences à grande statistiques seraient intéressantes afin de déterminer exactement à quelle énergie le changement de signe de la polarisation aux alentours de $t = 0$ se produit , et aussi afin de savoir si la valeur de t pour laquelle la polarisation s'annule en changeant de signe est encore variable avec l'énergie.

Les prévisions du modèle de D.D.REEDER et K.V.L. SARMA semblent qualitativement en accord avec ces résultats expérimentaux puisqu'ils prévoient que la polarisation est négative pour $|t| < |t_0|$

.../...

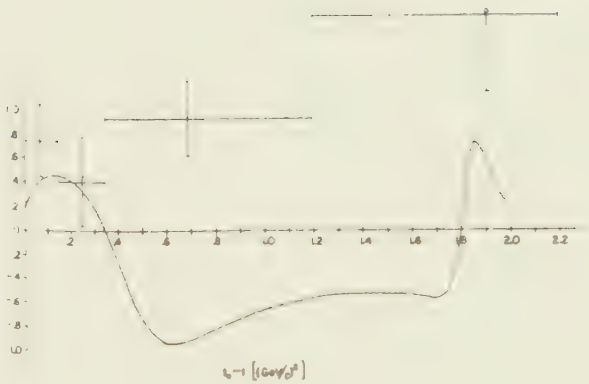
Fig. 28

a



Distribution $\alpha P\,(d\sigma/d\Omega)$ du Λ^0
dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$
entre 1.5 et 4.2 Gev/c
(Réf. 24 c)

b



Polarisation du Λ^0
dans la réaction $K^- d \rightarrow p_s \Lambda^0 \pi^-$
à 4.5 Gev/c (Réf. 90 b)
La courbe est de D.D. REEDER et K.V.L. SARMA (Réf. 83)

c) A 6 Gev/c : (Ref. 37) -

Une expérience avec une faible statistique a permis d'étudier la distribution de αP : les valeurs sont publiées avec de telles incertitudes qu'aucune conclusion valable ne peut être déduite. Il semble toutefois que la polarisation du Λ° serait négative pour les faibles valeurs de $|t|$ et ensuite plus proche de zéro, que pour les expériences décrites ci-dessus.

Une expérience de compteurs (Ref. 52b) qui a permis d'étudier la distribution efficace différentielle $d\sigma/dt$ pour $11 < s < 22$ Gev^2 aurait été encore plus intéressante si elle avait donné des résultats concernant la polarisation du Λ° dans les mêmes conditions de variation de l'énergie.
Le dispositif expérimental n'a pas rendu possible le repérage des produits de désintégration du Λ° au voisinage de la cible et cette expérience reste à faire.

2) Conséquences expérimentales de l abandon de dégénerescence:

Cet abandon de dégénérescence adopté par D.D.R. et K.V.L.S permet de décrire à peu près correctement la section efficace différentielle et la polarisation à des énergies proches de celle pour laquelle ont été réalisés leur ajustement.

Cependant, un test de la validité de ce modèle consiste à étudier le comportement de la section efficace différentielle et de la polarisation du Λ° de la réaction $K^- n \to \Lambda^\circ \pi^-$, qui peut être obtenue par échange des canaux s et u de la réaction $\pi^\pm n \to K^+ + \Lambda^\circ$.

Ces 2 réactions dominées par les mêmes échanges de trajectoires, vectorielle et tensorielle , ont des amplitudes qui sont obtenues par la même amplitude pour les trajectoires de signature paire et par les amplitudes de signe opposée pour les trajectoires de signature impaire (Ref. 98). (symétrie de "line reversal").

En conséquence, les amplitudes de ces réactions peuvent être mises sous la forme :

$$A^{\pm}_{(\pi^+ n)} = -B^{\pm}_q \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_q}}{\sin \pi\alpha_q} + B^{\pm}_Q \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_Q}}{\sin \pi\alpha_Q}$$

$$A^{\pm}_{(K^- n)} = B^{\pm}_q \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_q}}{\sin \pi\alpha_q} + B^{\pm}_Q \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_Q}}{\sin \pi\alpha_Q}$$

.../...

$B_q^{\pm}$ et $B_Q^{\pm}$ (t) sont les amplitudes d'hélicité des trajectoires vectorielles et tensorielles respectivement, dont sont sortis les facteurs de signature.

En conséquence, du fait que l'on ne suppose pas la dégénérescence "forte" ($\alpha_q = \alpha_Q$, $B_q = B_Q$) ni même "faible" ($\alpha_q = \alpha_Q$), aucune relation n'existe a priori entre les sections efficaces différentielles de ces 2 réactions.

Ce fait est tout à fait conforme aux résultats donnés par l'expérience :

- l'étude de la variation de la section efficace différentielle avec l'énergie de la réaction $K^- n \to \Lambda^0 \pi^-$ permet de constater la valeur à peu près constante de la pente de la distribution ajustée par une expression de la forme : $d\sigma/dt = Ae^{bt}$.

Réaction	P_{lab} (Gev/c)	$-b$ (Gev^{-2})	Ref.
$K^- n \to \Lambda^0 \pi^-$	3.0	3.6 ± 0.5	(90a)
	3.6	3.5 ± 0.9	(77b)
	3.9	4.2 ± 0.9	(77b)
	4.5	4.1 ± 0.8	(90b)
valeur moyenne		3.8 ± 0.8	

Par contre la polarisation proportionnelle à la partie imaginaire du produit des amplitudes devrait présenter un comportement non nécessairement identique du point de vue grandeur mais toujours de signe opposé pour ces 2 réactions.

Ce fait est en parfait désaccord avec les résultats expérimentaux : la polarisation du Λ^0 pour les réactions $K^- n \to \Lambda^0 \pi^-$ à 4.5 Gev/c (Fig.28b) est positive et proche de la valeur maximum pour des valeurs élevées de $|t|$ (~ 1.0 Gev^2).

Un autre modèle à double pôle a donné des résultats similaires en utilisant quelques hypothèses supplémentaires (dont des trajectoires pour α_q et α_Q différentes de celles utilisées par D.D.R. et K.V.L.S.) (Ref.91)

.../...

En conséquence, il ne semble pas que le modèle à double-pôle convienne pour décrire le mécanisme de production des réactions à 2 corps, même avec l'abandon de dégénérescence (qui comporte, dans sa forme "faible" une implication théorique importante, puisqu'il brise les prédictions de la dualité lorsque l'on admet l'absence de résonance ($K\pi$) d'isospin $I = 3/2$) .

Remarque :

L'hypothèse de dégénérescence "faible" d'échange entraîne un déphasage de $\pi/2$ entre les amplitudes correspondant respectivement à l'échange des trajectoires du K^* et du K^{**} , car les facteurs de signature sont en effet :

$$1 - e^{-i\pi\alpha(t)} = 2\sin\frac{\pi\alpha}{2} \cdot e^{-i\pi\alpha/2} \cdot e^{-i\pi/2}$$

et

$$1 + e^{-i\pi\alpha(t)} = 2\cos\frac{\pi\alpha}{2} \cdot e^{-i\pi\alpha/2} \qquad (\text{avec } \alpha_q = \alpha_Q = \alpha)$$

En conséquence :

- 1) la Polarisation maximum , dans cette hypothèse, devrait pouvoir être interprétée comme un test très sensible de la dégénérescence "faible" d'échange.

- 2) la section efficace différentielle des réactions $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$ ou $K^- n \to \Lambda^\circ \pi$ est due à la contribution incohérente des échanges mésoniques vectoriel et tensoriel. Etant données les amplitudes de ces réactions reliées par l'échange des lignes mésoniques, l'hypothèse de dégénérescence "faible" devrait permettre d'observer (Ref. 82 b)

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{K^- n \to \pi^- \Lambda^\circ}$$

Or, nous venons de voir que tel n'est absolument pas le cas.

Dans ces conditions, nous avons admis que la variation de la polarisation du Λ° ne pouvait pas être interprétée seulement en fonction de la dégénérescence "faible" d'échange.

- 3) Le modèle de REGGE avec absorption :

L'introduction d'un terme correctif déphasé par rapport à l'amplitude correspondant à l'échange d'une trajectoire a été récemment effectuée (Ref. 94b) pour l'étude simultanée des réactions $\pi N \to \Lambda^0 K$ et $KN \to \Lambda^0 \pi$

Cependant, ce modèle ne peut utiliser la composition d'une trajectoire R avec celle P du pôle de Pomerantchuk sans pente :

- le terme correctif $R \otimes P$ ne présenterait pas un déphasage différent de celui de l'amplitude de la trajectoire R.

.../...

En conséquence, les auteurs de ce travail ont utilisé des résultats de SERPUKHOV(Ref. 97) et admis, pour la trajectoire P , une pente de 0.4 Gev^{-2}

Leurs résultats prévoient , à une énergie suffisante pour ne pas avoir à tenir compte de l'existence d'interférences dans le canal direct, que la polarisation du Λ° de la réaction $K^- n \to \Lambda^\circ \pi^-$ est positive, avec une valeur importante : ce fait est en accord avec l'expérience.

Malheureusement, leurs résultats décrivent aussi bien la polarisation du Λ° de la réaction $\pi^- p \to K^\circ \Lambda^\circ$ à 3 Gev/c, qui est positive pour les valeurs de| t |inférieures à .4 Gev^2 :

- ce modèle doit donc être aménagé pour décrire les résultats expérimentaux à des énergies supérieures, en particulier pour notre expérience.

CONCLUSION -

L'étude que nous avons effectuée avec le modèle de D.D. REEDER et K.V.L.SARMA nous a permis de constater l'accord des prévisions de ce modèle avec les résultats de notre expérience. Cependant, ce fait ne peut être interprété en faveur de ce modèle dans la mesure où ses paramètres ont été déterminés lors de l'ajustement de résultats expérimentaux obtenus à des énergies voisines de la nôtre.

Par ailleurs, ce modèle ne rend absolument pas compte du comportement de la polarisation du Λ° de la réaction $K^- n \to \Lambda^\circ \pi^-$ obtenue par l'échange des lignes mésoniques, bien qu'admettant par ailleurs des hypothèses critiquables du point de vue théorique.

En conséquence, d'autres modèles de REGGE doivent être encore aménagés pour tenir compte des renseignements fournis jusqu'à présent par l'expérience.

Enfin, un dernier voeu, que nous avons déjà en partie formulé, concerne la réalisation rapide d'expériences à très haute statistique pour les réactions $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$ (ou $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$) et $K^- n \to \Lambda^\circ \pi^-$ (ou tout autre couple de réactions symétriques dans un échange de ligne mésonique .)

.../...

Ces résultats devraient, en effet, permettre de préciser quelques points d'importance dans la variation de la polarisation du Λ° avec l'énergie:

- d'une part, pour quelle valeur de l'énergie la polarisation du Λ° change de signe dans les réactions $\pi N \rightarrow \Lambda^\circ K$,

- d'autre part, pour quelle valeur du moment de transfert la polarisation du Λ° de cette même réaction s'annule, et si cette valeur varie avec l'énergie,

- enfin, le comportement relatif de la polarisation du Λ° dans l'ensemble de ces deux réactions et sa variation avec l'énergie.

De toutes façons, il serait très intéressant qu'au moins les résultats obtenus jusqu'à présent soient confirmés avec une précision très supérieure.

-:-:-,-,-:-:-(-:-):-:-:-:-

CONCLUSION

Cette expérience, concernant l'étude de la production des particules étranges dans des interactions $\pi^+ n$ à 5.1 Gev/c, nous a permis d'approfondir plusieurs problèmes particuliers et d'en déduire un certain nombre de résultats :

1° - La recherche des conditions d'application du modèle à approximation d'impulsion nous a conduit à des conclusions semblables à celles généralement obtenues dans des réactions de productions pioniques. Cependant l'étude de la distribution angulaire du nucléon spectateur nous a permis de conclure qu'une asymétrie avant-arrière était attendue et de chiffrer à 14 % ce rapport pour notre expérience, lorsque l'on impose la coupure en impulsion à .300 Gev/c.

2° - L'évaluation des sections efficaces a été effectuée dans toutes les interactions $\pi^+ n$ à 2, 3, 4 et 5 corps dans l'état final.

Ces résultats ont été comparés à ceux obtenus dans les réactions $\pi^- p$ symétriques de charge, et l'accord a été trouvé satisfaisant.

Par ailleurs, les sections efficaces des réactions à 2 corps sont en bon accord avec la valeur déduite par extrapolation des résultats obtenus dans les réactions $\pi^- p$ symétriques de charge, dans l'hypothèse d'un modèle simple de pôles de REGGE.

3° - En ce qui concerne les interactions $\pi^+ n$ où l'on observe la production associée $K\bar{K}$, 2 types de réactions à quasi-2-corps ont été étudiées: d'une part, $\pi^+ n (p_s) \to n (p_s) A_2^+$ et $\pi^+ n \to p A_2^\circ$, d'autre part, $\pi^+ n \to (K\bar{K}\pi)^+ n$ et $\pi^+ n \to (K\bar{K}\pi)^\circ p$

La première catégorie de réactions nous a permis de déterminer les sections efficaces de production et les rapports de branchement :

$$\frac{A_2^+ \to (K\bar{K})^+}{A_2^+ \to (\rho\pi)^+} = (4.8 \pm 2.0)\ \%$$

$$\frac{A_2^\circ \to (K\bar{K})^\circ}{A_2^\circ \to (\rho\pi)^\circ} = (9.5 \pm 4)\ \%$$

.../...

Les différences entre les variations des sections efficaces en fonction de l'impulsion du faisceau incident sont expliquées qualitativement en termes d'échange de trajectoire de REGGE :

- de P, P' et de ρ pour les réactions $\pi^{\pm} N \to A_2^{-} N$

- de ρ seulement pour les réactions $\pi^{-} N \to A_2^{\circ} N'$

Pour la seconde catégorie de réactions, nous avons rapproché les résultats concernant quelques signaux observés, de résonances mises en évidence dans d'autres expériences que la nôtre, essentiellement $p\bar{p}$, mais non encore bien connues.

4° - L'étude de réactions à 2 corps nous a permis d'approfondir le mode de production

- par échange baryonique de la réaction $\pi^{+} n \to \Sigma^{+} K^{\circ}$;

- par échange mésonique K^{*} de la réaction $\pi^{+} n \to \Lambda^{\circ} K^{+}$

Pour cette dernière réaction un modèle de REGGE à double pôle a été utilisé afin d'expliquer la distribution de la section efficace différentielle et surtout la variation de la polarisation du Λ° avec le moment de transfert, inexplicable par tout autre modèle.

Cependant le domaine de validité de ce modèle semble limité et nous en avons envisagé quelques raisons, tant expérimentales que théoriques.

5° - De l'étude des réactions à quasi-2-corps du type $\pi^{+} n \to Y^{\circ} K^{+}$, nous avons déduit les valeurs des sections efficaces de production des résonances Y°_{1405} et Y°_{1520}.

6° - La réaction $\pi^{+} n \to \Lambda^{\circ} K^{*}_{890}$ a été étudiée en détail :

- le calcul des éléments de matrice nous a permis de conclure que la production par échange vectoriel était favorisée par rapport à un échange pseudo-scalaire de méson K.

- Ce fait nous a été confirmé par l'étude de la variation de la section efficace totale en fonction de l'impulsion du faisceau incident, qui permet de tracer une courbe beaucoup plus facilement ajustée par une fonction dépendant des trajectoires des K^{*}_{890} ou K^{**}_{1420}, que de celle du meson K.

.../...

En conclusion, cette étude nous a permis de replacer les résultats de notre expérience dans un cadre plus général et nous avons essayé de montrer comment l'ensemble de ces résultats peut être utilisé pour tester des modèles phénoménologiques : outre les modèles classiques à simple échange de pôle de REGGE, et le modèle "OME" , à échange d'un méson, nous avons, en particulier, comparé nos résultats avec les prévisions d'un modèle de REGGE à double pôle.

Cependant, des expériences doivent encore être réalisées pour permettre de préciser :

- 1°) le comportement asymptotique des trajectoires de REGGE mésoniques avec étrangeté : par des mesures de sections efficaces différentielles essentiellement , à haute statistique et à des énergies variables.

- 2°) Le modèle d'échange à adopter pour décrire le mécanisme de production de l'ensemble de ces réactions comportant l'échange d'hypercharge : en particulier le résidu des amplitudes de diffusion ne pourra être mieux défini qu'à partir d'un grand nombre d'informations concernant la polarisation du Λ^0 de réactions à 2 corps (et, si possible, à quasi-2-corps) appartenant au même diagramme d'échanges mésoniques, à des énergies variables , et à grande statistique pour permettre d'atteindre un degré de fiabilité suffisamment élevé.

REFERENCES

1 - N. ARMENISE, B. GHIDINI, V. PICCIARELLI, A. ROMANO, A. FORINO, R. GESSAROLI, L. LENDINARA, G. QUARENI, A. QUARENI-VIGNUDELLI, A. CARTACCI, M.G. DAGLIANA, G. DI CAPORIACCO, G. PARRINI, M. BARRIER, O. GOUSSU, J. LABERRIGUE-FROLOW, D. METTEL, N.H. KHANH, J. QUINQUARD.
Collaboration BARI, BOLOGNE, FLORENCE, I.P.N. PARIS-ORSAY
Phys. Letters 25 B, 53 (1967).

2 - P. FLEURY, R. VANDERHAGHEN,
M5 - Faisceau à un seul étage de séparation au CERN
Rapport Laboratoire LEPRINCE-RINGUET (1966).

3 - L. HULTHEN et M. SUGAWARA - Handbüch der Physik, edité par S. Flugge-Springer Verlag, Berlin 1957 - Vol 39 - Chapitre I.

4 - R.A. SALMERON - Rapport CERN n° 63 20.

5 - N. BARASH-SCHMIDT, G. CONFORTO, A. BARBARO-GALTIERI, L. R. PRICE, M. ROOS, A. H. ROSENFELD, P. SODING, C.G. WOHL,
Review of Particles Porperties, UCRL - 8030 - (Janvier 1969).

6 - J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF,
Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, New York 1952) Chapitre II.

7 - R.L. GLUCKSTERN and H.A. BETHE, P.R. 81, 761 (1951),

8 - M. MORAVCSIK - N.P. 7, 113 (1958)

9 - J. NAISSE - Le modèle à "nucléon spectateur" classique, Rapport interne Laboratoire des Hautes Energies, Bruxelles (L.H.E.B. n°98 du 12.10.1967).

10-a) R.J. MILLER, S. LITCHTMAN, R.B. WILLMANN - P.R. 178, 2061 (1969)
-b) G.C. BENSON - Ph.D. Thesis University of Michigan - (1966).

.../...

11 - R.G. NEWTON - Scattering theory of Waves and Particles (Mac Graw Hill Book Company 1966) - Chapitre VIII.

12 - J.S. DANBURG Ph. D. UCRL 19275 - Juillet 1969.

13 - M.N. FOCACCI, G. GIACOMELLI - Rapport CERN 66-18.

14 - R.J. GLAUBER - Lectures in Theoretical Physics, Edité par W.E. BRITTIN et al. Vol I (Interscience Publishers, Inc. New York, 1959), p.315.

15 - W.F. BAKER, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, R.H. PHILLIPS, A.L. READ, K.F. RILEY, H. RUDERMAN. Procedings of the SIENNA - International Conference On Elementary Particles 30 Sept.-5 Oct.1963, Vol I, p.634.

16 - T. HAMADA, I.D. JOHNSTON, N.P. 34, 382 (1962).

17 - R.A. RIDDLE, A. LANGSFORD, P.H.BOWEN, G.C. COX N.P. 61, 457 (1965).

18 - S. GARTENHAUS - Phys. Rev. 100, 900 (1955).

19 - W.GALBRAITH, E.W. JENKINS, T.P. KYCIA, B.A. LEONTIC, R.H. PHILLIPS, A.L. READ, R. RUBINSTEIN, P.R. 138, B.913 (1965).

20 - a) M. FERRO-LUZZI, R. GEORGE, Y.GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V.P.HENRI, B.JONGEJANS, D.W.G.LEITH, G.R. LYNCH, F. MULLER et J.M. PERREAU, N.C. 36A (1965), 1101 Interactions.

b) M. FERRO-LUZZI, R.GEORGE, Y.GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V.P.HENRI, B. JONGEJANS, D.W.G. LEITH, G.R. LYNCH, F. MULLER et J.M. PERREAU, N.C. 39 (1965) 417.

c) M. FERRO-LUZZI, R. GEORGE, Y.GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V.P. HENRI, B.JONGEJANS, D.W.G.LEITH, G.R. LYNCH, F. MULLER et J.M. PERREAU, P.L. 12 (1964) 255.

d) Collaboration CERN-Bruxelles, PL. 27 B, 468 - (1968).

21 - L.R.PRICE, N.BARASH, SCHMIDT ,O.BENARY, R.W.BLAND, A.H. ROSENFELD, C.G. WOHL, UCRL. 20 000 - (Septembre 1969).

.../...

22 - Collaboration I.P.N. PARIS-ORSAY BARI, BOLOGNE, FLORENCE

a) Communication à la XIII Conférence de Hautes-Energies. BERKELEY 1966 :

- "Systèmes dipioniques et tripioniques produits dans des interactions π^+ d à 5.1. Gev/c".

b) Communications à la conférence de HEIDELBERG, Septembre 1967:

- "ρ^0, f^0, g^0 produits dans des interactions π^+ d à 5.1 Gev/c"

- "Résultats expérimentaux sur la résonance A_2 ."

- "Production de ρ_+ chargé associé au N^*_{33} dans des interactions π^+ d à 5.1 Gev/c. "

c) "Résultats expérimentaux sur les résonances $(\rho\ \pi)$ dans des interactions π^+ d à 5.1 Gev/c."
P.L. 26B, 336 (1968).

d) "Production des résonances ρ^0, f^0, g^0 dans des réactions π^+ d à 5.1 Gev/c"
N.C. 54A ,999 (1968)

e) Réactions à quasi-2-corps dans des interactions π^+ d à 5.1. Gev/c"
CERN Report 68-7 Conference on High-energy collisions of hadrons, CERN, Janvier 1968.

f) Communication à la XIVe Conference de Hautes-Energies . VIENNE 1968 -

- "Production de réactions à quasi-2-corps dans des interactions π^+ d à 5.1. Gev/c.".

23 - B. GHIDINI, V. PICCIARELI (BARI), A. QUARENI-VIGNUDELLI (BOLOGNE), A. CARTACCI (FLORENCE), D. METTEL, J. QUINQUARD (I.P.N. PARIS-ORSAY), R. VANDERHAGEN, (X, PARIS), M. GOLDBERG, B. MAKOWSKI (I.P.N. PARIS).
N.C. 53 A (1968) 524

24 - a) L.M. HARDY -Ph.D.-Thesis- UCRL - 16788 (1966)

b) R.I. HESS (Ph.D. Thesis) UCRL-16832 (1966) et PRL 17, 1109 (1966)

c) O.I. DAHL, L.M. HARDY, R.I. HESS, J. KIRZ, D.H. MILLER et J.A. SCHWARTZ.
UCRL -16978 et PR 163, 1377 (1967)

d) UCRL 17 217 et PR. 163 , 1430 - (1967).

25 - S. BRANDI, V.F. COCCONI, O. CZYZEWSKI, P.F. DALPIAZ, H. HROMADNIK, G. KELLNER, D.R.O. MORRISON (CERN), J. BARTKE, A. ESKREYS, J. LOSKIEWICZ, W.ZIELINSKI (Krakow), M. BARDADIN-OTWINOWSKA, T. HOFMOKL, S. OTWINOWSKI, H. PIOTROWSKA, R. SOSNOWSKI, M. SZEPTYCKA, A. WROBEWSKI (Warsawa) - PL. 22. 230 (1966).

26 - a)W. FRAZER, J. FULCO, F. HALPERNPR.136 . B 1207 (1964)
b)S.BERMAN et M.JACOB.PR.139 . B. 1023 (1965)

27 - A.F. GARFINKEL, S. LITCHMAN, R.J. MILLER, R.B. WILLMANN Juin 1969.
Coo 1428-134 - Purdue University.

28 - W. BEUSCH, W.F. FISCHER, B. GOBBI, M. PEPIN, E. POLGAR, P. ASTBURY, G. BRANTI, G. FINOCCHIARO, J.C. LASSALLE, A. MICHELINI, K.W. TERWILLIGER, D. WEBSDALE, C.H. WEST. PL. 25 B, 357 - (1967).

29 - a) G.E. CHIKOVANI, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, C.LECHANOINE, B. LEVRAT, B. MAGLIC, M. MARTIN, P. SCHUBELIN, L. DUBAL, M. FISCHER, P. GRIEDER, H.A. NEAL et C. NEF, PL. 25 B, 44 - (1967).

b) G.E. CHIKOVANI, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, U.K. RUSE, C. LECHANOINE, M. MARTIN, P. SCHUBELIN, PL. 28 B, 526 - (1968).

30 - a) H. BENZ, G.E. CHIKOVANI, G.DAMGAARD, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, C. LECHANOINE, M. MARTIN, C. NEF, P. SCHUBELIN, R. BAUD, B. BOSNJAKOVIC, J. COTTERON, R. KLANNER et A. WEITSCH, PL. 28 B, 233 - (1968).

b) R. BAUD, H. BENZ, B. BOSNJAKOVIC, D.R. BOTTERILL, G. DAMGAARD, M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, R. KLANNER, C. LECHANOINE, M. MARTIN, C. NEF, V. ROINISHVILI, P. SCHUBELIN, A. WEITSCH, H. BLUMENFELD, H. JOSTLEIN, P. LECOMPTE (CERN)
"Spin-Parity Analysis of A_2^L and A_2^H in the decay-channel A_2 ."
12 Novembre 1969 (Soumis pour publication dans Physics Letters).

c) - id. à(b) -
"A_2 Splitting in the decay-channel $A_2^- \to K_1^0 K^-$ produced in the reaction $\pi^- p \to p A_2^-$ AT 7 Gev/c. "
19 Novembre 1969 (Soumis pour publication dans Physics Letters).

.../...

31 - H. BLUMENFELD, F. BRUYANT, J. DIAZ, L. MONTANET, J. RUBIO, M. ABRANOVITCH, G. BATON, R. HUBLARD. A. LEVEQUE and M. NEVEU-RENE, presenté à la 14ème conférence de Hautes Energies - Vienne (1968)

32- K. BOCKMANN, M. ROST, B. WAGINI, G. WINTER, J.V. MAJOR, C.L. POLS, D.J. SCHOTANUS, D.Z. TOET, R.T. VAN de WALLE, E. CIRBA, R. VANDERHAGHEN, B. QUASSIATI, C. RINAUDO, M. VIGONE, A. WERBROUCK, Conférence Internationale de LUND sur les particules élémentaires. (1969)

33 - D.J. CRENNEL, U. KARSHON, K.W. LAI, J.S. O'NEALL et J.M. SCARR, Phys. Rev. Letters 22, 1327 (1969).

34 - M. AGUILAR-BENITEZ, J. BARLOW, L.D. JACOBS, P. MALECKI, L. MONTANET, M. TOMAS, M. DELLA-NEGRA, J. COHEN-GANOUNA, B. LORSTAD, N. WEST, Phys. Letters 29 B, 62 (1969).

35 - M. ASTIER, J. COHEN-GANOUNA, M. DELLA-NEGRA, B. MARECHAL, L. MONTANET, M. TOMAS, M. BAUBILLIER et J. DUBOC,
a) Phys. Letters 25B, 294 (1967),
b) NP B.10, 65 (1969)
c) Voir aussi B. CONFORTO et al., Nuclear Phys. B3, 469 (1967)
d) CERN - Collège de France - Institut du Radium - PL. 17, 347 -(1965)

36 - J. BARLOW, E. LILLSTØL, L. MONTANET, L. TALLONE-LOMBARDI, C. D'ANDLAU, A. ASTIER, L. DOBRZYNSKI, S. WOJCICKI, A.M. ADAMSON, J. DUBOC, F. JAMES, M. GOLDBERG, R.A. DONALD, R. JAMES, J.E.A. LYS et T. NISAR, NUOVO CIMENTO 50A, 701 (1967).

37 - a) D.J. CRENNELL, G.R. KALBFLEISCH, K.W. LAI, J.M. SCARR, J.G. SCHUMANN, I.O. SKILLICORN, M.S. WEBSTER - PRL 16, 1025 (1966).

b) D.J. CRENNELL, U. KARSHON, K. LAI, J.M. SCARR & I.O. SKILLICORN, Phys. Rev. Letters 20 1318 (1968).

c) K.W. LAI - BNL 12 611 -

38 - C. ZEEMACH - PR 153 B, 1201 (1964)-

39 - M.L. GOLDBERGER et K.M. WATSON "Collision Theory" p. 503 (Wiley, N.Y.) et P.R. 136 B, 1472 (1964)

.../...

40 - " Quasi-2-body processes in $\pi^{\pm}d$ inelastic réactions at 5.1. Gev/c",
N. ARMENISE, B. GHIDINI, V. PICCIARELLI, A. ROMANO,
A. SILVESTRI, A. FORINO, R. GESSAROLI, L. LENDINARA,
A. QUARENI-VIGNUDELLI, A. CARTACCI, M.C. DAGLIANA,
G.di CAPORIACCO, M. BARRIER, D. METTEL, J.QUINQUARD,
NC. A 65, 637- (1970).

41 - M. ADERHOLZ, J. BARTSCH, R. SCHULTE, R. SPETH (Aachen),
H.H. KAUFMANN, S. NOWAK (Berlin), M.BARDADIN-OTWINOWSKA,
V.T. COCCONI, J.D. HANSEN, J. LOSKIEWICZ, G.KELLNER,
A. MIHUL, D.R.O.MORRISON, H. TOFTE (CERN),A.ESKREYS,
K. JUSZZAK, D. KISIELEWSKA, P. MALECKI, W.ZIELINSKI
(Krakow), H. PIOTROWSKA, A. WROBLEWSKI (Warsawa).
NP. B 11, 259 - (1969).

42 - a) V.E. BARNES, P.J.DORNAN, G.R. KALBFLEISCH, G.LONDON,
R. PALMER, R.R. RAU, N.P. SAMIOS, I.O. SKILLICORN
(Brookhaven N.Y.), M. GOLDBERGER, K. JAGER, C.Y. CHANG,
J. LEITNER (Syracuse N.Y.),
PRL 19, 964 - (1967).

b) R. AMMAR, R.E.P. DAVIS, C.H.WANG, W. KROPAC, J. MOTT,
B. WERNER (Evanton, Illinois), S. DAGAN, M. DERRICK,
F. SCHWEINGRUBER, J. SIMPSON (Argonne, Illinois).
PRL. 19 , 1070 - (1967).

43 - B.R. FRENCH, J.B. KINSON, R. RIGOPOULOS, V. SIMAK (CERN),
F. MACDONALD, G. PETMEZAS, L.RIDDIFORD (Birmingham),
NC 52 A , 438 - (1967),

44 - C.BALTAY, J. CACH, J. SANDWEISS, H.D TAST, N. YEH,
D.L. STONEHILL, R STUMP.
PR. 142, 932 - (1966).

45 - R.R. KOFLER, R.W. HARTUNG et D.D. REEDER,
PR. 163 , 1479 - (1967).

46 - a) F. JAMES, Fowl - .CERN.T.C. Library
b) F.JAMES, M.ROOS, Minuit, CERN T.C. Library

47 - a) T.F.HOANG, Y.S.KIM, S.MARGULIES, T.H.GROVES.
P.L. 25B,615 (1967)
b) J.D.JACKSON - Rev. of Mod Phys. 37 , 484 (1965)

48 -a) N. SCHMITZ (CERN) Report 65 24.
b) F.T. SOLMITZ - Am. Rev. Nucl. Sci. 14, 375 (1964)

49 - Collaboration : Aachen, Birmingham, Bonn, Hamburg, London,
München,
NC. 31 , 729 - (1964).
a) F. JAMES, Fowl, CERN T.C. Library
b) F. JAMES et ROOS, Minuit, CERN T.C. Library

50 - J. BARTSCH, L. BONDAR, R. PET (Aachen), G. HOTOP, G. KNIES, F. STORIM (Hamburg), J.M. BROWNLEE (London), N.N. BISWAS, D. LUERS, N. SCHMITZ, R. SEELIGER, G.P. WOLF (München), NC. 43 A , 1010 - (1966).

51 - K.E. TAYLOR, A. ASHMORE, W.S. CHAPMAN, D.F. FALLA, W.H. RANGE, D.B. SCOTT, A. ASTBORY, F. CAPOCCI, T.G. WALKER. PL. 14, 54 - (1965),

52 -a) I. MANNELLI, G. PIERAZZINI, A. SCRIBANO, F.SERGIAMPETRI, M.L. VINCELLI, C. CAVERZASIO, J.P. GUILLAUD, L.HOLLOWAY, Communication n°14, Conférence de Heidelberg - Septembre 1967 -

b) E. BERTOLUCCI, I. MANNELLI, G. PIERAZZINI, A. SCRIBANO, F. SERGIAMPIETRI, M.L. VINCELLI, C. CAVERZASIO, J.P. GUILLAUD, L. HOLLOWAY, M. YVERT. Lettre au Nuovo Cimento II 4 - (1.8.1969).

53 -a) W.RARITA, R.J.RIDDELL, C.B.CHIU, R.PHILLIPS- PR. 165, 1615 (1968)
b) V.FLORES-MALDONADO - PR. 155, 1773 (1967)

54 - a) J. BARTSCH, L. BONDAR, R.S. PETIT, G. HOTOP, G. KNIES, F. STORIM, J.M. BROWNLEE, N.N. BISNAS, D. LUERS, N.SCHMITZ, R. SEELIGER, G.P. WOLF, NC. 43 A, 1010 - (1966).

b) R. EHRLICH, W. SELOVE, H. YUTA, PR. 152 , 1194 - (1966).

55 - A.V. STIRLING, P. SONDERREGER, J.KIRZ, P. FALK-VAIRANT, O. GUISAN, C. BRUNETON, P. BORGEAUD (Saclay), M. YVERT, J.P GUILLAUD, C. CAVERZASIO, B. AMBLARD (Orsay), PRL. 14, 763 - (1965)

56 - J. MANELLI, H. BIGT, R. CARRARA, M. WAHLIG, L. SODICKSON, PRL. 14, 408 - (1965),

57 - R.K. LOGAN, PRL. 14, 414 -(1965)

58 - R.J.N. PHILIPPS & W. RARITA,
a) PR. 139, B 1336 - (1965)
b) PRL. 15, 807 - (1965)
c) PR. 140, 200 - (1965)
d) PL. 10, 508 - (1965)
e) PR. 153, 1485 - (1967)

.../...

59 - F. ARBAB, C.B. CHIU, PR. 147, 1045 - (1965)

60 - G. HOHLER, I. BAACKE, H. SCHLALLE, P.SONDEREGGER, PL. 20, 79 - (1966).

61 - W.K. FRISKEN et Al. - PRL. 15, 313 - (1965),

62 - H. BRODY - PRL. 16, 828 - (1966)

63 - C.B. CHIU et J.D. STACK - PRL. 153, 1575 - (1967),

64 - C.F. CHEW et J.D. STACK - UCRL. n° 16293 -(1965) non publié,

65 - J.D. STACK - PRL. 16, 266 - (1966),

66 - L.L. WANG a) PRL. 16, 756 - (1966),
b) PRL. 18, 973 - (1967)

67 - L.STODOLSKY, PRL 18, 973 (1967),

68 - a - T. REGGE a) NC. 14, 951 - (1959)
b) NC. 18, 947 - (1960)
b - M. FROISSART, Proc. de la Conférence de LA JOLLA (1961)
c - V.N.GRIBOV, Soviet Physics J.E.T.P, 15, 873
a - E C TITCHMARSH -Theory of functions (Oxford University Press)
e - G.N.WATSON -Proc Roy. Soc. 95 , 83
f - A.SOMMERFELD - Partial Differential Equations in Physics - (Academic Press N.Y.)

69 - G.F. CHEW, S.C. FRAUTSCHI - PRL. 8, 41 - (1962),

70 - M.GELL-MANN, S.C. FRAUTSCHI, F. ZACHARTASEN, PR. 126, 2204 - (1962)

71 - H.M. CHAN - (CERN) - Report 16, p42 - (1967)
J.J.J.KOKKEDEE (CERN) AARDENBURG, Hollande (Sept. 1969)

72 - D.R.O. MORRISON - a) Conférence de STONY BROOK (1966),
b) PL. 22, 528 - (1966)
c) PL. 25 B, 238 - (1967)
d) PR. 165, 1699 - (1968)
e) Conf.Inst. de Hautes Energies . LUND (1969)

73 - J.A. SCHWARTZ, LRL Report UCRL - 11360 (non publié),

J.A. SCHWARTZ, Groupe International Alvarez - Note n° 526 (1964) - non publiée.

74 - B.P. BANNIK, A.A. KUZNETSOV, N.V. MELNIKOVA, B. CHADRAA, (Dubna, URSS), V. BOLDEA, S. FELEA, A.MIHUL, D. MUMUIANI, T. PONTA,
XIV° Conférence Internationale de Physiques de Hautes-Energies-Vienne 1968 - (Abstract n° 77).

.../...

75 - T.P. WANGLER, A.R. ERWIN, W.D. WALKER,
PR. 137, B 414 - (1965),

76 - C B. CHIU S CHU et L WANG ,
PR. 161, 1563 - (1967),

77 - a) D.J. CRENNELL, G.R. KALBFLEISCH, K.W. LAI, J.M.SCARR,
T.G. SCHUMANN, I.O. SKILLICORN, M.S. WEBSTER -
PRL. 18, 86 (1967),
b) D.J. CRENNELL, U. KARSHON, K.W. LAI, J.S. O'NEALL,
J.M. SCARR, R.M. LEA, T.G. SCHUMANN, E.N. URVATER,
PRL. 23, 1347 - (1969),

78 - W. BEUTSCH, W.E. FISCHER, B GOBBI, M. PEPIN, E. POLGAR,
P ASTBURY, G BRAUTTI, G FINOCCHIARO, J.C. LASALLE,
A. MICHELINI, K.M. TERWILLIGER, D. WEBSDALE et C.H.WEST,
Phys. Letters 25 B, 357 - (1967),

79 - M. JACOB et G.C. WICK - Ann. Phys. (New-York) 7 ,404 (1959),

80 - a) F. SALTZMAN et G.SALTZMAN - PR.120,599 - (1960),
b) E. FERRARI et F. SELLERI - NC. Suppl. 24 453 - (1962),

81 - a) J.D. JACKSON - Revue de Physique Moderne 37,484 - (1965)
b) J. JACKSON, J.T. DONAHUE, K. GOTTFRIED,
R.KEYSER et B.E. SVENSON,
PR. 139, B 428 - (1965),

82 - a) R.C. ARNOLD - PR. 153, 1506 - (1967),
b) F.J. GILMAN - PL. 29 B, 673 - (1969),
c) H.HARARI - PRL. 22, 562 - (1969)
d) J. ROSNER - PRL. 22, 689 - (1969),

83 - D.P. REEDER et K.V.L. SARMA,
a) NC 51 A, 169 - (1967)
b) NC 53, 808 - (1968)
c) PR. 172, 1566 - (1968)

84 - Ling-Lie Chan WANG - PR. 142, N87 - (1965)

85 - G.F. CHEW - PRL. 16, 30 - (1966)

86 - S.C. FRAUTSCHI - PRL. 17, 722 - (1966),

87 - R.R. KOFLER, R.W. HARTUNG, D.D. REEDER,
PR. 163, 1479 - (1967)

.../...

88 - S.M. PRUSS, C.W. AKERLOF, D.I. MEYER, S.P. YING,
J. LALLS, R.A. LUNDY, D.R. RUST, C.E.W. WARD,
D.D. YOVANOVITCH,
a)PRL.23, 189 - (1969),
b)PL.30B ,289 - (1969).
89 - Ph. SALIN - NP. B3, 1323 - (1967);

90 - a) Collaboration S.A.B.R.E , R. BARLOUTAUD, DUONG NHU HOA,
J. GRISELIN, D.W. MERRILL, J.C. SCHEVER, W. HOOGLAND,
J.C. KLUYVER, A. MINGUZZI-RANZI, A.M.ROSSI, B.HABER,
E. HIRSCH, J. GOLDBERG, M. LALOUM,
NP. B9, 493 - (1969).
b) W.L. YEN, A.C. AMMANN, D.D. CARMONY , R.L EISNER,
A.F. GARFINKEL, L.Y. GUTAY, R.V. LAKSAMI, D.H. MILLER,
G.W. TAUTFEST.
PRL. 18 , 963 - (1969)
c) G.W. LONDON, R.R. RAU, N.P. SAMIOS, S.S. YAMAMOTO,
M. GOLDBERG, S. LITCHMAN, M. PRIME, J. LEITNER,
PR. 143, 1034 - (1966)
d) J. BADIER, M. DEMOULIN, J. GOLDBERG, B.P. GREGORY,
P. KREJBICH, C. PELLETIER, M. WILLE, R. BARLOUTAUD,
A. LEVEQUE, C. LOVEDEC, J. MEYER, P. SCHLEIN, A. VERGLAS,
E.S. GELSEHA, J. HOOGLAND, J.C. KLUYVER, A.G. TENNER.
XII° Conférence Internationale de Physique des Hautes-Energies
Dubna - (1964).
e) Collaboration Birmingham, Glasgow, London (I.C.), Oxford,
Rutherford,
PR. 152 , 1148 - (1966).

91 - R. BARLOUTAUD, A. DEREM, J. GRISELIN, D.W. MERRIL, J.C.
J.C. SCHEVER, J. GOLDBERG, A. ROUGE, S. FOCARDI,
NP. B10 , 683 - (1969).

92 - a)H.J.LIPKIN - PR. 176, 1709 - (1968)
b)V.BARGER - D.CLINE - PR 156 , 1522 (1967)
93 - a)CLOVELACE - CERN Report - TH 1047
b)G.E.HITE - Review of Modern Physics - 41 , 669 (1969)
94 - A. KRZYWICKI et J. TRANTHANH VAN,
a) NCL. I Vol. 2, 249 - (1969)
b) PL. 30B , 185 - (1969)

.../...

95 - a) N.M CASON, J.W. LAMSA, N.N. BISWAS, I.DERADO, T.H.GROVES, V.P.KENNEY, J.A POIRIER, W.D. SHEPHARD, PRL. 18 , 880 (1967)

b) G.ASCOLI, H.B.CRAWLEY, U.KRUSE, D.W.MORTARA, E.SCHAFER, A.SHAPIRO, B.TERREAULT
PRL. 21 113 (1968)

c) R.A.DONALD, N.E.EDWARDS, R.S.MOORE, E.J.C. READ, S.REUCROFT, A.G. FRODESEN, T.JACOBSEN, S.SIRE, P.SAETRE, H.TOFTE, A.BETTINI, S.LIMENTANI, L.PERUZZO, R.SANTANGELO, S.SANTORI.
PL 26B , 327 (1968)

d) J.VON KROGH, S.MIYASHITA, J.B.KOPELMAN, L.MARSHALL LIBBY
PL 27B , 253 (1968)

96 - a) A.BETTINI, M.CRESTI, S.LIMENTANI, A.LORIA, L.PERUZZO, R.SANTANGELO, L.BERTANZA, A.BIGI, R.CARRARA, R.CASALI, E.HART, P.LARICCIA.
NC 42A , 695 (1966)

b) V.SINGH. PR 129 , 1889 (1963)

97 - Conférence Internationale de Physique - LUND - Juin 1969.

98 - a) D.H.SHARP, W.G.WAGNER
PR 128 , 2899 (1962)

b) R.PHILLIPS, Ecole d'Eté - Erice (1966).

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

LISTE DES TABLEAUX

I - Topologie 4

II - Hypothèses de production de particules étranges et nombre de contraintes aux ajustements 13

III - Calcul des sections efficaces: résumé des facteurs correctifs 43

IV - Calcul des sections efficaces: évaluation du nombre total d'événements par réaction 44

V - Sections efficaces totales par réaction 48

VI - Résonances se désintégrant en $(K\bar{K})$ et résultats de notre expérience 53

VII - Résonances se désintégrant en $(K\bar{K}\pi)$ et résultats de notre expérience 78

VIII - Réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}_{890}$: éléments de la matrice densité de spin 93

IX - Réactions à 2 corps et à quasi-2-corps: sections efficaces totales.. 98

X - Réactions à 2 corps et à quasi-2-corps: sections efficaces différentielles 106

LEGENDE DES FIGURES

1 - Distribution de la probabilité d'événements ambigus à 4 et à 1 contrainte (s) avant et après la coupure en probabilité 16

2 - Distribution a) de la distance des nucléons dans le deuton

b) de l'impulsion du nucléon spectateur avec la fonction d'onde de HULTHEN

c) de l'énergie dans le centre de masse 19

3 - Impulsion du nucléon défini comme "spectateur"

a) en fonction de l'impulsion du nucléon non étrange

b) en fonction de l'impulsion de l'hyperon étrange.. 21

4 - Distribution expérimentale de l'impulsion du nucléon spectateur

a) du proton spectateur

b) du neutron spectateur

c) d) e) étude de cette distribution en fonction de $\cos\theta_s$ 23

5 - Distribution angulaire expérimentale du proton spectateur et ajustement avec la distribution du facteur de flux 30

.../...

6 - Variation des sections efficaces totales en fonction de l'énergie des réactions à 3 et 4 corps 46

7 - Diagramme de CHEW-LOW des réactions $\pi N \to K\bar{K}N$ 51

8 - $M^2(K_1^\circ K^\circ)$ et $M^2(K\bar{K})^+$ des réactions $\pi N \to K\bar{K}N$ 55

9 - Ajustement de la distribution $M(K^+K_1^\circ)$ de la réaction $\pi^+ d \to pn\, K^+K_1^\circ$ 66

10 - Distribution $M(K\pi)$ et $M(K\bar{K}\pi)$ de la réaction $\pi^+ d \to np\, K_1^\circ K_1^\circ\, \pi^+$ 70

11 - " " " $\pi^+ n \to p\, K^+K_1^\circ\, \pi^-$ 71

12 - " " " $\pi^+ n \to p\, K^-K_1^\circ\, \pi^+$ 72

13 - Distribution $M(K\bar{K})^+$ totale 76

14 - Réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ(\Sigma^0)K^+$: $\cos\theta^*$ et section efficace différentielle ... 82

15 - Réaction $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ$: $\cos\theta^*$ et section efficace différentielle ... 85

16 - Diagramme de DALITZ des réactions $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^\circ \pi^+$ et $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+ \pi^\circ$ 86

17 - Ajustement des distributions $M(K^\circ\pi^+)$ et $M(K\pi)^+$ 89

18 - Réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^{*+}$: $\cos\theta^*$ et section efficace différentielle. . 90

19 - Ajustement des distributions $M(\Lambda^\circ K^+)$ 96

20 - Sections efficaces des réactions à 2 corps :
a) réaction $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$
b) réaction $\pi^+ n \to \Sigma^\circ K^+$ 112

21 - Sections efficaces totales de réactions à quasi-2-corps:
a) réaction du type $\pi^+ n \to \Lambda^\circ K^+$
b) réaction du type $\pi^+ n \to \Sigma^\circ K^+$ 113

22 - Sections efficaces totales de réactions avec échange baryonique:
a) réaction à 2 corps : $\pi^+ n \to \Sigma^+ K^\circ$
b) réaction à quasi-2-corps 114

23 - Sections efficaces $\pi N \to A_2 N$ et $\pi N \to S^{*\circ} N$ 116

24 - Trajectoires α_g et α_Q données par le modèle de D.D.REEDER et K.V.L.SARMA 126

25 - Réaction $\pi^+ n \to Y^\circ K^+$ comparaison de la distribution expérimentale $d\sigma/dt$ avec les prévisions du modèle de D.D.REEDER et K.V.L.SARMA 128

26 - Réaction $\pi^+ n \to Y^\circ K^+$: comparaison de la polarisation du Λ° en fonction du moment de transfert avec les prévisions du modèle à double-pôle 131

27 - Autres prévisions de ce modèle 132

28 - Résultats expérimentaux de la polarisation du Λ° dans les réactions:
a) $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$ entre 1.5 et 4.2 Gev/c (Ref. 24)
b) $K^- n \to \Lambda^\circ \pi^-$ à 4.5 Gev/c (Ref. 90b) 134

- - - - - - - - - -

ANNEXE I

APPLICATION DU PRINCIPE D'INVARIANCE DE LORENTZ A LA DETERMINATION DU FLUX DE PARTICULES DANS LE CAS D'UNE CIBLE EN MOUVEMENT

Si l'on bombarde une cible au repos de ρ_2 particules par unité de volume, avec un faisceau de densité ρ_1 et de vitesse v_1, le nombre de particules diffusées comptées dans un élément d'angle solide donné $d\Omega$ par unité de temps et par unité de volume (de la cible) est :

$dN = d\sigma \cdot F$ ($d\sigma$ étant la section efficace différentielle)

$F = \rho_1 \cdot \rho_2 \cdot v_1$ représente le flux dans le système de laboratoire où la cible est au repos, la densité du faisceau ρ_1 s'exprime en fonction de la densité $\rho_1^{(o)}$ dans son système au repos par :

$$\rho_1 = \rho^{(o)} \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$ du fait de la contraction de LORENTZ

D'où l'on déduit :

$$F = \rho_1^{(o)} \cdot \rho_2^{(o)} \cdot v_1 \left(1 - \frac{v_1^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \rho_1^{(o)} \cdot \rho_2^{(o)} \frac{p_1}{m_1}$$

Le fait que le phénomène de diffusion soit observé dans un autre système de référence qui se déplace avec une vitesse uniforme par rapport au précédent, ne modifie pas dN qui représente, en effet, le nombre de particules comptées par unité de volume quadridimensionnel, l'élément de ce volume étant invariant dans une transformation de LORENTZ.

Si l'on suppose que le nouveau système de référence se déplace parallèlement à v_1 avec une vitesse v_2 de telle sorte que la cible a une vitesse $-v_2$, la section efficace $d\sigma'$ dans le nouveau système est définie à partir de : $dN = d\sigma' \cdot F'$

avec $F' = \rho'_1 \cdot \rho'_2 \cdot (v_1' + v_2)$

$$= \rho_1^{(o)} \cdot \rho_2^{(o)} \cdot (v_1' + v_2) \left(1 - \frac{v_1'^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{v_2^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

.../...

où la vitesse du faisceau v'_1 dans ce nouveau système de référence est relié à la vitesse v_2 par :

$$v'_1 = \frac{v_1 - v_2}{1 - \frac{v_1 v_2}{c^2}}$$

d'où l'on tire :

$$F' = \rho_1^{(\circ)} \cdot \rho_2^{(\circ)} \cdot v_1 \left[1 - \frac{v_1^2}{c^2} \right]^{-\frac{1}{2}} = F$$

L'expression de F qui, dans le système où la cible est au repos est :

$$F = \rho_1^{(\circ)} \cdot \rho_2^{(\circ)} \cdot \frac{P_1}{m_1}$$

devient , dans le système lié à la cible en mouvement :

$$F = \rho_1^{(2)} \cdot \rho_2^{(\circ)} \cdot v_{1/2} = \rho_1^{(\circ)} \cdot \rho_2^{(\circ)} \; v_{1/2} \cdot \gamma_{1/2}$$

avec :

$$\gamma_{1/2} = \left[1 - \frac{v_{1/2}^2}{c^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

Dans ce système , on a :

$$\underline{P}^{(1)} \cdot \underline{P}^{(2)} = E_{1/2} \cdot E_{2/2} - \vec{P}_{1/2} \cdot \vec{P}_{2/2} = E_{1/2} \cdot m_2$$

d'où l'on déduit : $|\vec{P}_{1/2}| = \left[(\underline{P}^{(1)} \cdot \underline{P}^{(2)})^2 - m_1^2 \; m_2^2 \right]^{1/2} / m_2$

soit, avec : $|\vec{P}_{1/2}| = m_1 \cdot v_{1/2} \cdot \gamma_{1/2}$

$$\boxed{F = \rho_1^{(\circ)} \cdot \rho_2^{(\circ)} \cdot \frac{\left[(\underline{P}^{(1)} \cdot \underline{P}^{(2)})^2 - m_1^2 \; m_2^2 \right]^{1/2}}{m_1 \cdot m_2}}$$

$\underline{P}^{(1)}$ et $\underline{P}^{(2)}$ étant les quadrivecteurs des particules incidentes et de la cible respectivement.

ANNEXE II

PREDICTIONS DU MODELE A ECHANGE D'UN MESON ("OME MODEL") POUR LES ELEMENTS DE LA MATRICE DENSITE -

Soit la réaction $a+b \to c+d$, où a et b sont respectivement un pseudoscalaire ($J^P = 0^-$) et un baryon ($J^P = 1/2^+$) et " c " est un vecteur ($J^P = 1^-$) (résonance K^*_{890}).

Des prédictions sur les éléments de la matrice densité peuvent être déduites du spin j_e et de la parité P_e du meson échangé compte tenu de la conservation du moment angulaire et de la parité à chaque vertex.

1) Echange d'un meson pseudoscalaire :

La réaction au vertex mésonique peut être représentée par le schéma ci-dessous dans le système du K^*_{890} au repos,

où e est la particule échangée.

- de $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, on déduit $L = 1$

- la conservation de la Parité P : $P_a \; P_e \; (-1)^L = P_c$ nous donne :

  $P_e = (-1)^L = -1$.

- l'axe z étant l'axe de quantification, on déduit $L_z = 0$. La conservation de la composante selon z du moment angulaire $m = L_z = 0$, (où m est la composante du spin de e), permet de déduire que les états $|m = \pm 1\rangle$ ne se trouveront pas dans le mélange des états purs de spin, soit $|\bar{\mu}\rangle$, qui constitue l'état de spin de la résonance c :

$$\rho = \sum |\mu\rangle P_\mu \langle\mu| \quad \text{avec} \sum P_\mu = 1$$

.../...

En conséquence, les éléments de la matrice :

$$\rho_{mm'} = \langle m | \rho | m' \rangle = \Sigma \langle m | \mu \rangle P_{\mu} \langle \mu | m' \rangle$$

seront nuls en même temps que les coefficients $\langle m = \pm 1 | \mu \rangle$

Soit : $\rho_{(\pm 1, m)} = \rho_{(m, \pm 1)} = 0$

En conséquence, seul $\rho_{\pm\pm} \neq 0$, et du fait que $Tr\ \rho = 1$,

on aura $\rho_{\pm\pm} = 1$.

Dans ce cas, la distribution angulaire $W(\theta, \phi)$ se simplifie et l'on obtient :

$$W(\cos\theta) = \frac{3}{2} \cos\theta^2$$

et $$W(\phi) \quad \frac{1}{2\pi} = \text{constante}$$

2) <u>Echange d'un vecteur (1^-) ou d'un tenseur (2^+) - (Parité naturelle)</u>

Le procédé qui prend place à ce moment-là est représenté par le schéma ci-dessous

- la conservation de la Parité :

$$P_a\ P_e\ (-1)^L = P_c \text{ implique que}$$

$$P_e\ (-1)^L = (-1)^{L+J_e} = 1$$

or, la conservation du moment angulaire impose :

$J_e = L + 1$ et les valeurs possibles de L sont :

$L = J_e - 1,\ J_e$ et $J_e + 1$

.../...

La conservation de la Parité, qui demande que $(L + J_e)$ soit pair, impose donc $L = J_e$

avec $L_z = 0$ pour les mêmes raisons que précédemment.

Les composantes selon l'axe de quantification du moment angulaire de la particule échangée sont $J_e = m = 0, \pm 1$

Néanmoins, seuls les 2 états de spin $| J_e, \pm 1 >$ peuvent se composer avec l'état du moment angulaire orbital

$| L = J_e, 0>$ pour donner les états $| J_c = 1, m = \pm 1>$.

ce que ne peuvent bien évidemment pas faire les états $| J_e, 0 >$ et $| L = J_e, 0>$

D'où l'on conclut que les états $m = 0$ ne participeront pas au mélange d'états de spin de la particule J et l'on aura $\rho_{om} = \rho_{mo} = 0$

en particulier : $\rho_{oo} = 0$, d'où l'on déduit $\rho_{11} = 1/2$

(du fait que $Tr\ \rho = 1$)

Seuls se produiront les états ayant $m = \pm 1$ le coefficient $\rho_{1,-1}$ est arbitraire et réel.

Les distributions angulaires, dans ce cas, deviennent :

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{1}{2} - \rho_{1,-1} \cos 2\phi \right) \sin^2\theta$$

$$W(\theta) = \frac{3}{4} \sin^2\theta$$

$$W(\phi) = \frac{1}{4\pi} \left\{ (1 + 2\rho_{1,-1}) - 4\rho_{1,-1} \cos^2\phi \right\}$$

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

ANNEXE III

POLARISATION

FORMALISME UTILISE DANS LE CADRE DES POLES DE REGGE

L'état de spin d'une particule est caractérisé par son spin S donnant la longueur S^2 et par la projection de ce spin sur un axe, pris souvent comme axe Oz.

Pour $S = 1/2$, les états de spin sont les fonctions propres de l'opérateur

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \text{ avec les valeurs propres } 2S_z = \pm 1,$$

les états étant définis :

$$X_+ = |+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad X_- = |-\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

les 2 autres matrices de Pauli $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$

permettent d'introduire le renversement de spin.

Si la projection du spin est prise sur un axe Oz' différent de l'axe Oz du repère $Oxyz$ utilisé (Oz' étant caractérisé par les angles polaires θ_R , ϕ_R dans $Oxyz$) les états de spin $\pm 1/2$ sur Oz' deviennent :

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{Oz'} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \cdot e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{Oz'} \rightarrow \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} e^{-i\phi} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \qquad (1)$$

On peut l'obtenir par la rotation des axes $Ox'y'z' \rightarrow Oxyz$ et on vérifie en fait que les 2 états sont encore des fonctions propres, avec les valeurs propres $+1$ et -1, de la matrice de Pauli, définie par la rotation $Oz \rightarrow Oz'$:

$$\sigma_{z'} = \sigma_x \sin\theta \cdot \cos\phi + \sigma_y \sin\theta \sin\phi + \sigma_z \cos\theta$$

Pour une diffusion, il n'y a pas en général de système de LORENTZ dans lequel toutes les particules avec spin sont simultanément au repos.

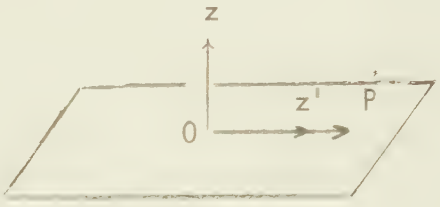
.../...

De manière à éviter des transformations ennuyeuses de spin, il est pratique de quantifier le spin de chaque particule le long de sa direction de mouvement; on appelle ce repère " repère d'hélicité".

L'hélicité λ est la valeur propre de l'opérateur $\frac{1}{2} \cdot \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{P}}{P}$ et est invariant par rapport aux rotations et aux transformations de LORENTZ le long de l'impulsion P .

Dans le repère d'hélicité, l'état de spin d'une cible proton polarisée perpendiculairement au plan de diffusion est d'après (1) - où $\theta_R = (Oz, Oz') = (Oz, p') = \frac{\pi}{2}$, et $\varphi_R = 0$.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \rightarrow \text{pour le spin " en haut"}$$



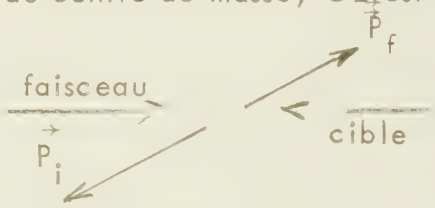
plan de diffusion

et

$$\begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \rightarrow \text{pour le spin " en bas ".}$$

Ceci dans le référentiel de LORENTZ du centre de masse, Oz est la normale au plan de diffusion

$$\vec{n} = \frac{\vec{P}_i \wedge \vec{P}_f}{|\vec{P}_i \wedge \vec{P}_f|}$$



D'une manière générale, une diffusion sera décrite par : $(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)(2S_3 + 1)(2S_4 + 1)$ amplitudes d'hélicité $F_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(W\theta)$ qui dépendent de l'énergie W et de l'angle θ de diffusion .

Dans le cas de la réaction $\pi^+ n \rightarrow \Lambda^\circ K^+$ (soit du point de vue spin : $0^- \frac{1}{2}^+ \rightarrow 0^- \frac{1}{2}^+$), les amplitudes s'écrivent alors $F_{++}, F_{+-}, F_{-+}, F_{--}$.

La conservation de la parité et l'invariance par renversement du temps réduisent le nombre d'amplitudes indépendantes .

On a :

$$F_{--} = \eta F_{++}$$

$$F_{-+} = \eta' F_{+-}$$

.../...

où η est le produit des parités intrinsèques des particules qui interagissent.

η est un facteur de phase correspondant au renversement du temps.

La section efficace et la Polarisation peuvent être alors déduites de ces amplitudes d'hélicité :

- on peut utiliser le formalisme de la matrice-densité d'une particule de spin 1/2 , qui est reliée à sa polarisation par :

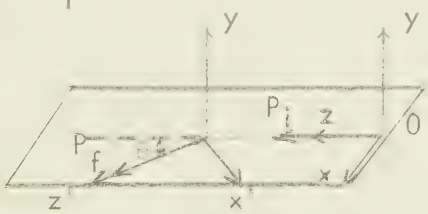
$$= \frac{1}{2} \left(\mathbb{1} + P_{\cdot} \right) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{vmatrix} \qquad (2)$$

Pour ce faire, il faut passer des repères d'hélicité à un repère unique, tous les spins étant projetés sur l'axe Oz de ce repère.

Nous allons modifier ici les notations des axes de la manière suivante :

- dans le référentiel du centre de masse, nous appelons Oy l'axe perpendiculaire au plan de diffusion, parallèle à $\vec{n}$, Oz est pris parallèle à $\vec{P}_i$, de sorte que le repère Oxyz est celui de l'hélicité pour la particule initiale (nucléon cible).

Par contre, l'hélicité de la particule finale est la projection du spin sur Oz' parallèle à $\vec{P}_f$ dans le plan de diffusion (cf. figure ci-dessous)



Plan de diffusion

Oz' se déduit de Oz par la rotation $\theta = (\vec{P}_i , \vec{P}_f)$ autour de Oy.

Si l'hélicité $\lambda_f = + \frac{1}{2}$, d'après (1) où $\theta_R = \theta$, $\phi_R = 0$, dans le repère Oxyz , cet état s'écrit :

$$| \lambda_f = + \frac{1}{2} > = \begin{vmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{vmatrix}$$

$$| \lambda_f = - \frac{1}{2} > = \begin{vmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{vmatrix}$$

.../...

tandis que : $|\lambda_i = +\frac{1}{2}> = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$ et $|\lambda_i = -\frac{1}{2}> = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$

D'autre part, la matrice de diffusion dans un repère fixé s'écrit:

$$M = f(\theta) + i\, g(\theta)\ \vec{\sigma}\cdot\vec{n}$$

$$= f(\theta) + i\, g(\theta)\ \sigma_y \quad \text{avec notre choix d'axes.}$$

On a donc :

$$F_{++} = (\cos\frac{\theta}{2}\quad \sin\frac{\theta}{2})\ (f.\mathbb{1} + ig.\sigma_y)\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} = f\cos\frac{\theta}{2} - g\sin\frac{\theta}{2}$$

$$F_{+-} = (\cos\frac{\theta}{2}\quad \sin\frac{\theta}{2})\ (f.\mathbb{1} + ig.\sigma_y)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = f\sin\frac{\theta}{2} + g\cos\frac{\theta}{2}$$

$$F_{--} = (-\sin\frac{\theta}{2}\quad \cos\frac{\theta}{2})\ (f.\mathbb{1} + ig.\sigma_y)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = f\cos\frac{\theta}{2} - g\sin\frac{\theta}{2} = F_{++}$$

$$F_{-+} = (-\sin\frac{\theta}{2}\quad \cos\frac{\theta}{2}\ (f.\mathbb{1} + ig.\sigma_y)\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} = -f\sin\frac{\theta}{2} - g\cos\frac{\theta}{2} = -F_{+-}$$

D'où l'on déduit :

$$f = F_{++}\cos\frac{\theta}{2} + F_{+-}\sin\frac{\theta}{2}$$

$$g = -F_{++}\sin\frac{\theta}{2} + F_{+-}\cos\frac{\theta}{2}$$

Par définition, on a :

$$\rho_f = M\ \rho_i\ M^+$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Tr(\rho_f)}{Tr(\rho_i)} = Tr\ \rho_f \quad \text{à cause de (2)}$$

$$\vec{P} = \frac{Tr(\rho_f\vec{\sigma})}{Tr(\rho_f)} \quad \text{et} \quad \vec{P}\frac{d\sigma}{d\Omega} = Tr(\rho_f\vec{\sigma})$$

Dans le cas d'une cible non polarisée $\begin{cases}\vec{P}_i = 0\\ \rho_i = \frac{1}{2}\end{cases}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\ Tr\ MM^+ = |f|^2 + |g|^2$$

$$P\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\ Tr\ MM^+\vec{\sigma} = 2\ Im(fg^*)\ \vec{n}$$

Soit, si l'on remplace f et g par leur expression en fonction des amplitudes d'hélicité, on obtient :

$$\boxed{\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= |F_{++}|^2 + |F_{+-}|^2\\ \vec{P}_f\frac{d\sigma}{d\Omega} &= 2\ Im\ (F_{++}F_{+-}^*)\ .\ \vec{n}\end{aligned}}$$

.../...

ANNEXE IV

CINEMATIQUE DE REACTIONS A 2 CORPS -

Les variables de Mandelstam étant s, t, u définies par

$$s = (\underline{P}_1 + \underline{P}_2)^2$$

$$t = (\underline{P}_1 - \underline{P}_3)^2$$

$$u = (\underline{P}_1 - \underline{P}_4)^2$$

(le sens du déplacement des particules étant défini sur le schéma ci-contre.)

où les variables $\underline{P}_1$, $\underline{P}_2$ représentent les quadrivecteurs des particules incidentes, les variables $\underline{P}_3$, $\underline{P}_4$ ceux des particules de l'état final.

Du fait que $s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 = K$,

2 de ces variables seulement sont indépendantes.

Les 2 variables qui sont généralement choisies correspondent à l'énergie E^* et l'angle de diffusion θ dans le centre de masse. La région physique correspond évidemment à :

$$\begin{cases} E \quad 0 \\ -1 < \cos\theta < +1 \end{cases}$$

Dans la réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, s représente le carré de l'énergie totale dans le centre de masse et t le moment de transfert de la particule 1 à la particule 3, u celui de la particule 1 à la particule 4.

Ce canal est appelé canal direct.

Dans les canaux croisés, t et u représentent l'énergie du centre de masse considéré des réactions,

respectivement : $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$

et : $1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$

où $\bar{2}$, $\bar{3}$, $\bar{4}$ représentent les antiparticules correspondant aux particules 2, 3, 4 respectivement se déplaçant en sens inverse par rapport au schéma de la figure ci-dessus.

.../...

Cas d'une réaction $1 + 2 \to 3 + 4$ lorsque les masses m_1 m_2 m_3 et m_4 sont différentes :

- la variable $s = (\underline{p}_1 + \underline{p}_2)^2 = (\underline{p}_3 + \underline{p}_4)^2 = (E_1 + E_2)^2$

s'exprime en fonction des masses et des impulsions p_s et p'_s dans le centre de masse :

$$= (\sqrt{p_s^2 + m_1^2} + \sqrt{p_s^2 + m_2^2})^2 = (\sqrt{p_s'^2 + m_3^2} + \sqrt{p_s'^2 + m_4^2})^2 \quad (1)$$

d'où l'on déduit :

$$p_s^2 = (1/4s)\left[s - (m_1 + m_2)^2\right]\left[s - (m_1 - m_2)^2\right] \quad (2)$$

$$p_s'^2 = (1/4s)\left[s - (m_3 + m_4)^2\right]\left[s - (m_3 - m_4)^2\right] \quad (3)$$

les valeurs $s = (m_1 + m_2)^2$ et $s = (m_3 + m_4)^2$ sont les seuils de la réaction dans le canal s.

les moments de transfert t et u s'expriment en fonction de l'angle θ_s entre les particules 1 et 3 - et 4 respectivement :

$$t = (\underline{p}_1 - \underline{p}_3)^2 = \underbrace{m_1^2 + m_3 - 2E_1E_3}_{A} + 2\,p_s p'_s \cos\theta_s$$

$$u = (\underline{p}_1 - \underline{p}_4)^2 = \underbrace{m_1^2 + m_4^2 - 2E_1E_4}_{B} - 2\,p_s p'_s \cos\theta_s$$

Soit, en tenant compte que $A + B = t + u = K - s$

et que $A - B = \dfrac{(m_2^2 - m_1^2)(m_3^2 - m_4^2)}{s}$

$$t = 2\,p_s p_s' \cos\theta_s + \frac{K - s}{2} - \frac{(m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2)}{2s} \quad (4)$$

$$u = -2\,p_s p_s' \cos\theta_s + \frac{K - s}{2} + \frac{(m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2)}{2s} \quad (5)$$

.../...

D'où l'on déduit : cos θ_s en fonction de s et t .

Soit :

$$\cos\theta_s = \frac{1}{4\,p_s p'_s}\left\{ t - \frac{K-s}{2} + \frac{(m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2)}{2s} \right\} \quad (6)$$

la limite physique est obtenue pour $\cos^2\theta_s = 1$

D'où :

$$16\, s^2 p_s^2 p'^2_s = (2\,st + s^2 - Ks + (m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2))^2$$

avec p_s et p'_s exprimés par les formules (1) et (2).

<u>Calcul de sin θ_s et sin θ_t :</u>

De l'expression de cos θ_s (6) et de p_s et p'_s données par (2) et (3), on déduit:

$$\sin^2\theta_s = \frac{1}{16\,s^2 p_s^2 p'^2_s}\left\{ 16 s^2 p_s^2 p'^2_s - \{s^2 + (2t - K)s + (m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2)\}^2 \right\}$$

$$\text{Soit } \sin^2\theta_s = \frac{\Phi(s,t)\,.\,4s}{16 s^2 p_s^2\, p'^2_s} = \frac{\Phi(s,t)}{4s\, p_s^2\, p'^2_s}$$

avec

$$\Phi(s,t) = st(K - s - t) - s(m_1^2 - m_3^2)(m_2^2 - m_4^2)$$

$$- t(m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2) - (m_1^2 m_4^2 - m_2^2 m_3^2)(m_1^2 - m_3^2 - m_2^2 + m_4^2)$$

.../...

D'où $\sin \theta_s = \dfrac{\sqrt{\Phi(s,t)}}{2\sqrt{s}\; p_s p'_s}$

Par ailleurs, la limite de la région physique est obtenue pour $\cos^2 \theta_s = 1$

D'où $\Phi(s,t) = 0$

<u>remarque</u> : on obtient de même $\cos \theta_t$ dans la réaction

$1 + \bar{3} \to \bar{2} + 4$

à partir de $\cos \theta_t = \dfrac{1}{4\, t p_t p'_t} \left[t^2 + (2s - K)\, t + (m_1^2 - m_3^2)(m_2^2 - m_4^2) \right]$

avec $p_t^2 = \dfrac{1}{4t} \left[t - (m_1 + m_3)^2 \right] \left[t - (m_1 - m_3)^2 \right]$

$p_t'^2 = \dfrac{1}{4t} \left[t - (m_2 + m_4)^2 \right] \left[t - (m_2 - m_4)^2 \right]$

c'est-à-dire que l'on passe de θ_s à θ_t en remplaçant: s par t, m_2 par m_3 et m_3 par m_2.

d'où l'on obtient :

$$\sin \theta_t = \frac{1}{2\sqrt{t}} \cdot \frac{\sqrt{\Phi(t,s)}}{p_t\, p'_t}$$

avec $\Phi(t,s) = st(K - t - s) - t(m_1^2 - m_2^2)(m_3^2 - m_4^2)$
$- s(m_1^2 - m_3^2)(m_2^2 - m_4^2) - (m_1^2 m_4^2 - m_3^2 m_2^2)(m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 + m_4^2)$

soit $\Phi(t,s) = \Phi(s,t)$

En conséquence, sur la <u>limite de la région physique</u> obtenue pour $\cos \theta_s = 1$, $\sin \theta_s = 0$, c'est-à-dire $\Phi(s,t) = 0$ on observera aussi $\sin \theta_t = 0$.

<u>Remarque</u> : cette relation n'est vraie que sur la limite de la région physique ainsi que nous l'ont prouvé les calculs effectués par Monsieur R. NATAF, que nous souhaitons encore bien vivement remercier pour avoir, entre autres remarques, porté ce fait à notre attention.

- Moment de transfert minimum et maximum de la réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$:

Ces valeurs sont obtenues à partir de la définition du moment de transfert de la réaction :

$$t = (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2 - (E_1 - E_3)^2$$

- où $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_3$ sont les impulsions et E_1 et E_3 sont les énergies des particules 1 et 3 respectivement.

dans laquelle $\cos \theta_s = \pm 1$

D'où :

$$\left.\begin{matrix} t_{min} \\ t_{max} \end{matrix}\right\} = (p_1 \mp p_3)^2 - (E_1 - E_3)^2$$

De l'expression (2) de $p_s = p_1$, on peut déduire :

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_s| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \left\{ s^2 - 2s\,(m_1^2 + m_2^2) + (m_1^2 - m_2^2)^2 \right\}^{1/2}$$

et

$$E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} = \frac{1}{2\sqrt{s}} (s + m_1^2 - m_2^2)$$

De même, de l'expression (3) de $p'_s = p_3$, on déduit :

$$|\vec{p}_3| = |\vec{p}'_s| = \frac{1}{2\sqrt{s}} \left\{ s^2 - 2s\,(m_3^2 + m_4^2) + (m_3^2 - m_4^2)^2 \right\}^{1/2}$$

et

$$E_3 = \sqrt{p_3^2 + m_3^2} = \frac{1}{2\sqrt{s}} (s + m_3^2 - m_4^2)$$

D'où l'on déduit les valeurs de t_{min} et t_{max} :

$$\left.\begin{matrix} t_{min} \\ t_{max} \end{matrix}\right\} = \left[\sqrt{\left(\frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}}\right)^2 - m_1^2} \mp \sqrt{\left(\frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}}\right)^2 - m_3^2} \right]^2 - \left[\frac{(m_1^2 - m_2^2) - (m_3^2 - m_4^2)}{2\sqrt{s}} \right]^2$$

avec, pour les réactions sur neutron :

$s = (E_\pi + E_s)^2 - (\vec{P}_\pi - \vec{P}_s)^2$ où : $\vec{P}_\pi$ et E_π représentent l'impulsion et l'énergie du faisceau incident

$\vec{P}_s$ et E_s les grandeurs correspondantes du proton spectateur.

-:-:-:-:-:-:-:-

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé

Paris, le 10 Avril 1970

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

M. ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris

M. MALLET